
VE
RI
TAS



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — ANNÉE 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE.
11, RUE RATAUD, 11.

1899

1899, Feb 6 – 1900, Feb 1
Haven fund

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — JANVIER 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

... s'adresser à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LES RAYONS CATHODIQUES;

Par M. P. VILLARD.

I

Il suffit de faire le vide dans un tube de Crookes à peu près quelconque, un focus par exemple, pour remarquer les deux phénomènes suivants, aujourd'hui bien connus : quand le degré de vide s'élève, le faisceau cathodique, qui partait d'abord de toute la surface de la cathode, se resserre peu à peu jusqu'à n'être plus qu'un mince filet axial au moment où apparaissent les rayons X. En second lieu la résistance du tube, mesurée par l'étincelle équivalente, augmente en même temps que le faisceau se réduit. Cette résistance semble d'ailleurs dépendre d'une foule de conditions: diamètre du tube, degré de vide, forme et position des électrodes, etc.

Il est facile de s'assurer que ces deux phénomènes sont corrélatifs, et que la résistance, mesurée comme il est dit plus haut, dépend uniquement de la section à l'origine du faisceau cathodique.

Soient, par exemple, les tubes représentés en coupe (*fig.* 1) ; supposons le vide assez avancé pour que tous donnent des rayons cathodiques visibles : A étant d'abord anode, si C_1 est cathode, on a un faisceau large, et la résistance est de quelques millimètres d'étincelle. En C_2 ou C_2' ou C_3 le faisceau sera beaucoup plus étroit, et la résistance sensiblement plus forte ; en C_4 elle sera considérable, mais il n'y aura plus qu'un filet cathodique à peine visible ; de même en C_5, bien que le tube soit large. En C_6, au contraire, la résistance est minime, mais la surface d'émission est notable ; toute la surface du fil est active.

Réunissons en quantité C_2 et C'_2 ; la section radiante est doublée, l'étincelle équivalente est notablement réduite.

Au contraire, l'introduction d'un diaphragme disposé comme en C_5 réduit le faisceau cathodique au même diamètre qu'en C_4, et la résistance est la même.

Le diamètre de la cathode importe, au contraire, fort peu, pourvu qu'il soit supérieur à celui du faisceau émis, dans les mêmes conditions, par une cathode aussi large que le tube. Il convient seulement de protéger par du verre la face postérieure des cathodes étroites, sans quoi celle-ci émettrait également des rayons, et la surface active serait doublée (*fig.* 1, C_3).

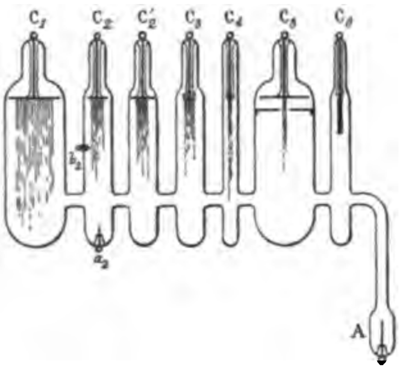


Fig. 1.

On peut faire varier autrement le diamètre de la région d'émission. Laissons C_2 en activité, par exemple, et transportons successivement l'anode de A en a_2 et b_2. Chaque fois le faisceau cathodique se resserre, et la résistance augmente.

Le même résultat s'obtient encore, comme on le sait, en poussant plus loin la raréfaction.

Il est certain que l'action des parois doit jouer un rôle prépondérant dans ces phénomènes. En effet, la région d'émission tend à se centrer sur le tube, si celui-ci est de révolution ; dans ce cas, elle est circulaire. D'une manière générale, elle possède toujours la même symétrie que le tube et subit le contre-coup de toute déformation des parois. Par exemple, dans un focus à anticathode inclinée, la région radiante présente, dans le plan de symétrie de l'appareil, un allongement unilatéral plus ou moins marqué, suivant la distance et les

dimensions de l'anticathode. Au contraire, un décentrage notable de la cathode est à peu près sans effet, si celle-ci est un peu large (*fig.* 2, C et C'); il l'est tout à fait dans le cas représenté en C''. Enfin, si l'on met en avant de la cathode un diaphragme présentant un trou excentré (*fig.* 2, C'''), c'est en face du centre du trou que les rayons cathodiques se forment.

Cette action des parois est évidemment d'ordre électrique. Cela est manifeste dans le cas où le resserrement du faisceau s'obtient en rapprochant l'anode de la cathode. Or on sait, par les travaux de Crookes, que, dans les tubes à rayons cathodiques, les parois sont chargées positivement, d'autant plus fortement que le vide est poussé plus loin, et jusque tout près de la cathode. On verra plus loin que cela suffit pour expliquer les faits observés. Il est auparavant nécessaire d'insister sur cet important phénomène.

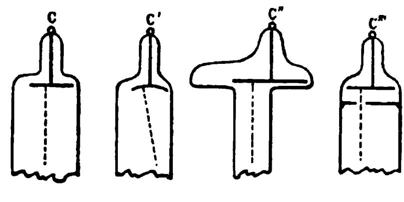


FIG. 2.

Soit un tube quelconque, analogue aux focus par exemple, muni d'une électrode auxiliaire placée au-devant de la cathode, à quelques millimètres de celle-ci. Dès qu'on arrive à une résistance notable, correspondant à 7 ou 8 centimètres d'étincelle, l'électrode auxiliaire et l'anode sont presque au même potentiel. Entre elles ne peut se produire qu'une étincelle grêle de quelques millimètres, tandis qu'entre l'électrode auxiliaire et la cathode on a la presque totalité de l'étincelle équivalente. Pour cette raison, on est obligé de laisser une distance assez grande entre la cathode et le point de sortie du fil conducteur qui la porte ; sans cette précaution, des étincelles partant de ce fil iraient percer le verre en avant de la cathode.

Quand le vide est tel que le courant ne passe plus, tout le tube est au potentiel de l'anode.

La presque totalité de la chute de potentiel se fait donc près de l'électrode négative; plus loin le champ intérieur est très faible. On peut aisément le vérifier comme il suit : On prépare un tube de

Crookes cylindrique avec un tube de verre présentant des stries longitudinales qui ne sont autre chose que des bulles étirées. Dans ce tube on dispose, aux deux bouts, des électrodes planes identiques, puis on l'excite par le courant intermittent d'une bobine de Ruhmkorff. Sous l'influence du champ intérieur variable, les stries s'illuminent en traits de feu, mais seulement près de la cathode, jamais vers l'anode.

Un tube de Crookes, dont on fait croître la résistance, tend vers un état dans lequel la distribution électrique serait la même que sur un conducteur ; à l'intérieur, le champ tend à devenir nul et les parois constituent un écran électrique imparfait.

On explique ainsi l'expérience suivante, due à Jaumann (1) : Si on approche rapidement d'un tube de Crookes en activité un bâton de verre électrisé, les rayons cathodiques sont déviés, puis reprennent leur direction première dès que le mouvement s'arrête. Sous l'influence d'une charge extérieure la distribution électrique se modifie dans le tube de manière à maintenir très faible le champ intérieur ; mais ce phénomène n'est pas assez rapide pour contrebalancer l'action variable d'une charge en mouvement.

Inversement on pourra faire varier la résistance d'un tube de Crookes en modifiant la distribution des potentiels à son intérieur ; disposant, par exemple, un peu en avant de la cathode, un anneau métallique parallèle à celle-ci, et reliant cet anneau à l'anode, on réalise la même distribution que dans un tube résistant, et la résistance s'élève. Si, au contraire, on dérive sur cet anneau, sous forme d'aigrette, une partie de l'électricité négative qui arrive à la cathode, on abaisse le potentiel au-devant de celle-ci, et la résistance du tube diminue. J'ai utilisé ce phénomène pour obtenir des tubes focus à résistance variable.

C'est bien à l'électrisation des parois qu'il convient d'attribuer le resserrement du faisceau cathodique et sa tendance à se centrer sur le tube. On peut en effet vérifier directement qu'une charge positive repousse la région d'émission cathodique et la déplace sur la cathode. Une charge négative produit l'effet inverse (2). Il suffit, pour constater le fait, de relier à une source électrique (par exemple à un pôle de la bobine actionnant le tube, avec intercalation d'une étincelle

---

(1) *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences*, t. CXXII, p. 989 ; 1896.

(2) Ce déplacement a été signalé par Wiedemann et Schmidt.

pour faire varier le potentiel) une électrode disposée en avant de la cathode ; cette électrode agit d'ailleurs, même si elle est isolée, car elle fait partie de la paroi. On peut également approcher du tube une lame métallique reliée à un des pôles de la bobine, mais on ne réussit que si le tube est peu résistant, autrement le phénomène de l'écran se produit et, de plus, on s'expose à percer le verre.

Afflux cathodique. — L'électrisation négative des rayons cathodiques ne rend évidemment pas compte des résultats précédents ; on les explique, au contraire, facilement, en admettant que l'émission cathodique est alimentée par un afflux de matière chargée positivement, provenant des diverses parties du tube, ou au moins de celles qui sont comprises dans l'espace obscur.

Cet *afflux cathodique*, repoussé par les parois, se centre sur le tube, si celui-ci est de révolution, ou, plus généralement, en reflète la symétrie. Sa presque totalité, exception faite de ce qui provient des régions très voisines de la cathode, constitue un courant central d'autant plus resserré que le tube est plus étroit et l'électrisation des parois plus forte, et peu sensible à un décentrage notable de la cathode. De là, l'existence d'un faisceau cathodique principal central, plus ou moins étroit, suivant que l'afflux est plus ou moins resserré, dont la région de départ n'est autre que celle d'arrivée de l'afflux et se déplace avec celui-ci.

L'afflux cathodique est d'ailleurs aisément visible sous l'aspect d'une gerbe rose violacé qui semble implantée sur la cathode. Presque confondue avec le faisceau cathodique dans le cas d'un tube cylindrique à cathode centrée, elle s'en distingue nettement, si on incline celle-ci, ou encore si le tube s'élargit rapidement en avant de la cathode. Peu sensible aux actions magnétiques, l'afflux constitue, en apparence, une partie non déviable à l'aimant des rayons cathodiques.

Les expériences suivantes mettent bien en évidence l'existence de ce courant matériel :

Un tube cylindrique T (*fig.* 3) de 50 millimètres de diamètre est muni d'une cathode plane de 48 millimètres de diamètre, C. A 15 millimètres en avant est un diaphragme métallique, D, percé de deux ouvertures *a* et *b* et relié à un fil de platine, *d*, qui sort du tube. E est une électrode mobile dans une coulisse ; il suffit d'incliner le tube dans un sens ou dans l'autre pour la faire mouvoir. En A et A′ sont des électrodes fixes, A étant généralement anode.

Faisons progressivement le vide dans l'appareil ; tant que la limite de l'espace obscur est comprise entre C et D, tout se passe comme si le diaphragme n'existait pas. Dès que cette limite a dépassé D, l'émission devient plus intense en face de *a* et *b*. Continuant à faire le vide, et les choses étant disposées comme l'indique la *fig.* 3 en I, deux faisceaux cathodiques intenses se forment suivant les axes des trous *a* et *b*, le reste de la cathode n'émettant presque rien.

Comparons avec ce qui se passerait en l'absence de diaphragme, à égalité de résistance : on aurait un faisceau cathodique central allant frapper le verre en *f*, déterminant en ce point une vive fluorescence et une élévation de température capable de fondre rapidement la paroi, mais en ce point seulement. Dans le cas présent, c'est en *f'* et *f''* que le verre est plus fluorescent et menacé de fondre.

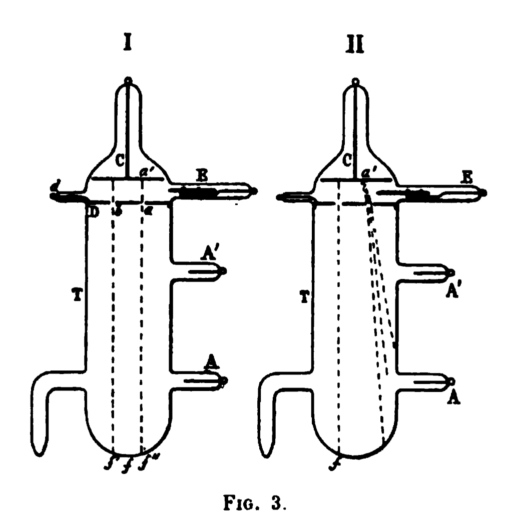


Fig. 3.

On ne saurait objecter qu'ici le faisceau cathodique, encore très large, a été diaphragmé à la manière d'un faisceau lumineux parallèle ; si, en effet, on place le diaphragme loin de la cathode, à 20 centimètres par exemple, il n'y a naturellement illumination du verre qu'en face des trous du diaphragme ; mais en ces points le verre n'est ni plus lumineux, ni plus chaud que si le diaphragme n'existait pas ; c'est précisément le contraire qui a lieu ici. De plus, si le diaphragme est loin de la cathode, la région radiante de celle-ci est circulaire et se réduit à un point central quand le vide est suffisam-

ment poussé. Dans le cas de la figure il y a, au contraire, deux points radiants distincts bien visibles; on a non pas un, mais deux tubes de Crookes dans une même enveloppe.

Il est tout naturel d'admettre que l'afflux cathodique, partant des régions comprises dans l'espace obscur, ne peut arriver à la cathode qu'en passant par les trous *a* et *b* du diaphragme, ou plutôt par les centres de ces trous dont les bords le repoussent [1]. De là les deux points radiants observés ; le reste de la cathode, alimenté par l'espace CD seulement, n'émettant presque rien, et d'*autant moins que la distance* CD *est plus petite.*

Le phénomène reste qualitativement le même, si D est relié à l'anode; mais il est moins marqué : dans ce cas, en effet, l'espace situé au-dessous de CD forme cage de Faraday, et un très petit nombre de lignes de force émanant de la cathode peuvent passer par *a* et *b*. Aussi l'émission est-elle moindre et la résistance plus considérable.

Relions maintenant l'électrode E à une source électrique [2], et élevons son potentiel, puis faisons-la avancer comme l'indique la *fig.* 3 en II. Aussitôt le point radiant *a'* se déplace, l'afflux s'incurve fortement; il s'affaiblit en même temps, repoussé par ce nouvel obstacle, qui gêne son arrivée au travers de l'ouverture *a*. En même temps le faisceau cathodique est attiré par l'électrode et dispersé dans le plan de la figure. Mais il est moins dévié que l'afflux.

Le résultat est inverse, si on abaisse le potentiel de l'électrode E. Si celle-ci est isolée, elle agit comme une charge positive; elle fait en effet partie de la paroi.

Dans ces expériences, le second faisceau passant par *b* reste fixe et sert d'objet de comparaison.

L'appareil représenté *fig.* 3 (I) permet de vérifier en même temps que deux courants d'afflux ne se repoussent pas.

Ces phénomènes sont aisément visibles, et cette visibilité peut être

---

(1) Ce phénomène n'ayant lieu qu'à partir du moment où le diaphragme est à l'intérieur de l'espace obscur, on en conclut que l'afflux n'existe que dans cet espace, ce qui est confirmé par le résultat obtenu dans la première partie de l'expérience.

(2) Il est commode de faire varier le potentiel de l'électrode en prenant comme source électrique le tube lui-même, dans lequel, pendant chaque décharge de la bobine excitatrice, le potentiel est croissant de C à A ; reliant par exemple E à *d*, ou A', ou A, on en élève le potentiel de plus en plus ; on abaissera, au contraire, celui-ci en dérivant sur E, sous forme d'aigrette, une partie du courant passant dans le rhéophore qui aboutit à la cathode.

encore augmentée en faisant le vide sur de l'oxygène pur. L'espace obscur est alors remarquablement sombre, et l'afflux y est plus facile à voir; au-delà de cet espace, les trajectoires des rayons cathodiques sont très apparentes et se détachent nettement en jaune. Mais il est encore préférable de photographier le tube en activité, la lumière violacée émise par les points radiants étant très photogénique.

On peut donner à l'expérience précédente diverses formes conduisant, par exemple, aux résultats représentés *fig.* 4. Le premier tube est à cathode cylindrique; le second, à cathode plane, porte une électrode auxiliaire perpendiculaire au plan de la figure et placée au-dessus de l'ouverture *a*. Dans ce cas, l'afflux se divise en deux courants divergents donnant deux points radiants *a'*, *a''*, qui s'éloignent ou se rapprochent l'un de l'autre, suivant que le potentiel de E s'élève ou s'abaisse. Cette expérience est semblable à celle que M. J. Perrin a réalisée avec les rayons cathodiques [1].

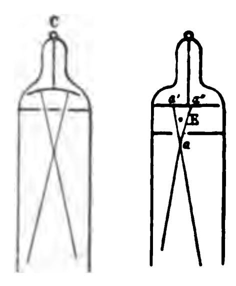


Fig. 4.

Les résultats précédents établissent, en dehors de toute hypothèse, que les rayons cathodiques se forment là seulement où ils ont devant eux un espace suffisant. Pour montrer que la présence d'obstacles agit non pas sur le rayon lui-même, mais sur le courant qui l'alimente, il suffit de reprendre l'un des tubes précédents, le premier par exemple, et, à l'aide d'un aimant, de dévier les deux faisceaux cathodiques jusqu'à leur faire rencontrer le diaphragme. On voit alors se produire sur celui-ci deux petites taches fluorescentes, si le métal est un peu oxydé. Ce n'est donc pas sur les rayons cathodiques eux-mêmes que l'obstacle exerce son action. Quant à l'afflux

(1) L'expérience en question se trouve être réalisée en même temps, l'électrode E étant électrisée.

il est à peine dévié, et les points radiants restent à peu près fixes.

Cette dernière expérience permet de faire une observation relative à la circulation du gaz dans un tube de Crookes. Dans l'appareil précédent, ou mieux dans un tube analogue, mais plus étroit, dévions les faisceaux cathodiques, au moyen d'un aimant, jusqu'à les amener loin des trous du diaphragme, et jusque sur la paroi de verre, où leurs points d'impact sont plus aisés à reconnaître. Nous constaterons alors qu'un nouvel afflux se forme et arrive à la cathode en face de chacun de ces points d'impact, comme partant de chacun de ces points. Un tube de Crookes complet a été créé dans le tube principal, et son anode est le diaphragme lui-même.

En même temps l'afflux passant par les trous s'affaiblit notablement dès que les faisceaux cathodiques correspondants ne traversent plus le diaphragme. Ces deux courants gazeux, afflux et rayons, sont donc bien dépendants l'un de l'autre.

De tout ce qui précède il semble résulter que le rôle des électrodes se borne à établir dans le tube une distribution particulière des potentiels, de laquelle résulte une circulation régulière du gaz, sous la double forme d'afflux et de rayons cathodiques, circulation comparable à celle qui se produit entre la chaudière et le condenseur d'une machine à vapeur. On est ainsi conduit à réaliser l'expérience suivante : Dans un tube de Crookes, cylindrique par exemple et à cathode centrée, plane ou concave, remplaçons la partie centrale de la cathode par une lame de verre ; on pourrait croire que l'émission cathodique sera ainsi singulièrement modifiée ; il n'en est rien : en faisant progressivement le vide, on observe encore la formation d'un faisceau cathodique principal central, qui se réduit finalement à un filet axial *partant du centre de la lame de verre*, où, par raison de symétrie, doit arriver l'afflux ; une anticathode de focus, placée sur le trajet de ce faisceau central comme à l'ordinaire, est portée rapidement au rouge et, à un vide convenable, émet abondamment des rayons X. Dans cette expérience, on pourrait supposer que la lame de verre fixée à la cathode se comporte un peu comme un métal et que la région radiante est mal isolée. Mais le résultat est le même, si on forme la cathode de deux pièces séparées par un espace vide, l'une annulaire qui sera reliée au pôle négatif de la bobine excitatrice, l'autre centrale soutenue par une longue tige de cristal se soudant à la paroi en un point très éloigné du point d'insertion de la cathode annulaire.

L'hypothèse de l'afflux conduit à deux conséquences faciles à vérifier :

En arrivant à la cathode, l'afflux s'arrête, et il doit y avoir production de chaleur, comme sur les obstacles frappés par les rayons cathodiques. Et en effet, si la cathode est formée d'une lame métallique mince, une lame de platine par exemple, elle est portée au rouge vif aux points radiants, où est supposé arriver l'afflux. Si le centre de la cathode est en verre, celui-ci est rapidement fondu. On a ainsi l'explication de ce fait fréquemment observé, que, dans un tube de Geissler, le fil qui est pris comme cathode peut être porté au rouge vif, s'il est de faible diamètre, rien de semblable ne se produisant à l'anode (exception faite du cas où les deux courants de la bobine passent).

La seconde conséquence est la suivante : Si la cathode d'un tube de Crookes est perforée en un point frappé par l'afflux cathodique, celui-ci doit, au moins en partie, continuer sa route en vertu de la vitesse acquise ; cela est facile à vérifier.

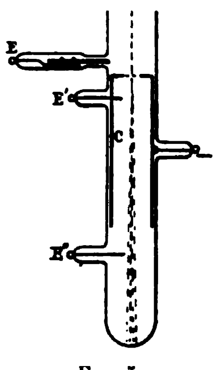


Fig. 5.

Suivant une disposition décrite par M. J. Perrin [1], prenons comme cathode un cylindre métallique C remplissant exactement le tube de verre (*fig.* 5) et fermé à son extrémité antérieure par un disque en métal dont la partie centrale sera perforée, ou, ce qui est ici préférable, remplacée par une toile métallique très fine. Au-

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI, p. 503 ; — *Comptes Rendus*, t. CXXI, p. 1130 ; 1895.

devant de cette cathode disposons une électrode à coulisse E. Le vide étant fait de manière à réduire le faisceau cathodique à un mince filet, on observe sur le prolongement de l'afflux, dans la cathode, une traînée lumineuse formant un cône peu divergent. Aux points où ce cône rencontre le verre, il y a production de chaleur et apparition d'une lumière jaune, qui n'est autre que la lumière du sodium ; il n'y a pas fluorescence du verre, mais émission de vapeur de sodium comme au contact d'une flamme.

Si maintenant nous dévions l'afflux au moyen de l'électrode E, le faisceau dont il s'agit se déplace et s'incline de manière à prolonger toujours exactement l'afflux, restant d'ailleurs rectiligne dans son ensemble. Un aimant est, au contraire, sans influence sensible ; or on a vu précisément que l'afflux est à peine influencé par un champ magnétique.

Le faisceau continuateur de l'afflux n'est plus électrisé ; une électrode E′ ou E″ est sur lui sans action ; de même, un aimant. On est en présence des *Kanalstrahlen* de Goldstein.

Pour montrer que cette affirmation est fondée, il suffit d'établir qu'il n'existe pas, sur le prolongement de l'afflux cathodique, de courant matériel chargé positivement et invisible ou confondu en apparence avec les rayons de Goldstein.

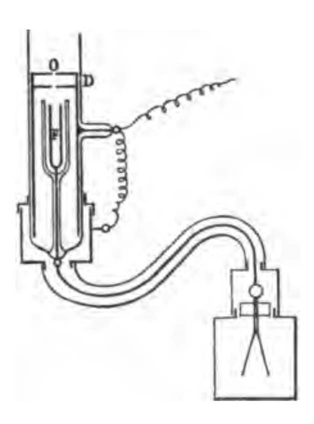


Fig. 6.

Remplaçons, dans l'expérience précédente, la toile métallique par une lame, métallique aussi, percée d'une petite ouverture O $(0^{mm},2)$, placée au point d'impact de l'afflux. En arrière, disposons, à 10 milli-

mètres environ, un diaphragme D présentant une ouverture centrale de 3 millimètres, puis plus loin un cylindre de Faraday F, relié à un électroscope, par un fil entouré d'une cage de Faraday (*fig.* 6).

La cathode et la cage de Faraday étant au sol, et le vide étant poussé au point convenable, faisons passer le courant; les feuilles d'or de l'électroscope restent immobiles, même si on agrandit un peu l'ouverture O. Cependant une lame mince de verre, mise à la place du cylindre de Faraday, peut être fondue dans ces conditions.

L'afflux positif a donc perdu sa charge, en pénétrant dans la cathode, et on est fondé à admettre que les rayons de Goldstein en sont bien le prolongement (¹).

Les phénomènes de Crookes apparaissent ainsi comme étant le résultat d'une circulation gazeuse régulière, intéressant d'abord tout l'espace obscur, et finalement tout le tube, quand le vide est poussé assez loin. Le passage du courant électrique se faisant par l'intermédiaire de l'afflux cathodique comme par un conducteur, c'est de la section de cet afflux, et par suite de la section d'émission cathodique, que dépend la résistance du tube et, pour une source électrique donnée, la différence de potentiel entre les électrodes. Mais il ne saurait être question d'un degré de vide convenant au phénomène de Geissler, et d'un autre permettant la production des rayons cathodiques. On sait que M. Röntgen a obtenu des rayons X, donc des rayons cathodiques, à une pression relativement considérable, dans des tubes étroits où l'afflux était rapidement réduit à une section suffisamment faible. Inversement on peut observer le phénomène de Geissler à un degré de vide à peine mesurable. Disposant une cathode dans un tube cylindrique et une anode de diamètre un peu supérieur, dans un vaste renflement du tube, on constate, si le vide est suffisamment poussé, que le courant direct d'une bobine de Ruhmkorff refuse de passer dans l'appareil, et des étincelles de 20 centimètres éclatent au dehors: c'est le vide de Hittorf. Mais, par contre, le courant inverse passe et donne avec éclat le phénomène de Geissler. (*A suivre.*)

(¹) Dans cette expérience l'électroscope se charge toujours positivement *quelques instants après que le courant a cessé de passer;* la divergence des feuilles augmente lentement pendant plusieurs minutes jusqu'à atteindre 200 à 300 volts. Il s'agit évidemment de la pénétration, par diffusion, de particules gazeuses électrisées aux dépens de la charge positive résiduelle des parois du tube.

SUR LA VARIATION DES CONSTANTES DIÉLECTRIQUES AVEC LA TEMPÉRATURE ;

Par MM. H. PELLAT et P. SACERDOTE.

Un certain nombre d'expériences ont déjà été faites pour mesurer les variations des constantes diélectriques avec la température ; mais elles ont toutes porté sur des liquides ; on n'avait donc encore aucune idée de l'ordre de grandeur de ces variations pour les diélectriques solides usuels, tels que l'ébonite, la paraffine. Nous avons fait cette étude pour ces deux corps en employant l'appareil de mesure des constantes diélectriques imaginé par l'un de nous [1], il y a quelques années. Le champ électrique était alterné environ 260 fois par seconde, ce qui est plus que suffisant pour rendre la constante diélectrique indépendante de la fréquence dans le cas des corps dont nous nous sommes occupés ; la constante diélectrique K est alors donnée par la relation

$$K = \frac{c}{c - a},$$

c désignant l'épaisseur de la lame diélectrique en expérience, et a la différence des deux lectures faites à l'appareil, selon qu'on y a introduit ou non la lame diélectrique ; les trois quantités K, c, a se rapportent à une même température.

L'épaisseur c de la lame était mesurée au sphéromètre à une température quelconque, et l'on déterminait ensuite sa valeur aux températures des différentes expériences au moyen des coefficients de dilatation.

Pour les mesures de a, la principale difficulté était d'obtenir des températures uniformes et bien connues dans toute la masse de la lame diélectrique en expérience ; nous nous sommes placés dans de bonnes conditions sous ce rapport en opérant à la température ambiante ; cette température était rendue variable soit en chauffant la salle où se trouvait l'appareil douze heures avant la mesure, soit, au contraire, en ouvrant les fenêtres toute la nuit précédente ; la température était mesurée avec un thermomètre au 1/10 de degré, dont le réservoir plongeait dans une lame diélectrique semblable à

(1) PELLAT, *C. R.*, t. CXX, p. 773 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 501 ; 1895.

celle en expérience et placée comme elle longtemps à l'avance dans la cage de l'appareil de mesure ; on a réalisé ainsi des températures comprises entre 10° et 25° environ.

Pour atteindre des températures plus élevées, nous avons essayé d'opérer comme il suit : chauffer la lame diélectrique seule dans une étuve, puis la porter rapidement dans l'appareil de mesure dont les lectures ne demandent, du reste, que quelques secondes. Mais deux erreurs étaient à craindre : une différence de température pouvait persister (après quelques heures seulement de séjour) entre l'étuve et la lame ; en outre, celle-ci pouvait se refroidir d'une façon notable pendant le transport.

Pour nous renseigner sur ces deux points, nous avons fait une petite étude préliminaire que je vais résumer rapidement :

Dans une lame de paraffine semblable à celle qui devait servir à la mesure de K, nous avons immergé deux petites piles thermo-électriques formées d'un fil de fer et d'un fil de cuivre ; chacune de ces piles avait une soudure à l'extérieur et l'autre dans la paraffine ; ces dernières soudures étaient, pour l'une des piles au centre de la lame, et pour l'autre à 1/2 millimètre environ de la surface ; enfin on pouvait intercaler à volonté chacune de ces piles dans le circuit d'un bon galvanomètre Thomson, et l'on avait déterminé, au préalable, à quelle différence de température entre les soudures correspondait une déviation de 1 millimètre à l'échelle du galvanomètre.

La lame étant dans l'étuve, la déviation du galvanomètre nous indiquait donc, à chaque instant, la différence de température entre les soudures de la pile, c'est-à-dire entre l'étuve et le point de la paraffine où se trouvait l'autre soudure ; nous avons vu ainsi que, même après plusieurs heures de séjour, il y a encore une différence de température qui peut atteindre 1° ou 2° entre l'intérieur de la lame et l'étuve ; ceci nous a obligé, dans les expériences de mesure de la constante diélectrique, à mettre dans l'étuve, à côté de la lame en expérience, la deuxième lame munie de ses piles, pour savoir de combien la température de la paraffine différait encore de celle de l'étuve au moment où l'on sortait la lame pour la transporter dans l'appareil de mesure.

En sortant ensuite la lame de l'étuve et en suivant les indications du galvanomètre, nous avons vu que : même les couches superficielles de la lame ne se refroidissent que d'une façon insignifiante pendant

le temps nécessaire pour le transport de la lame et pour la mesure ; on pouvait donc opérer ainsi pour la paraffine.

La même étude, faite pour l'ébonite, nous a montré un refroidissement tellement rapide au sortir de l'étuve que nous avons dû renoncer à ce mode opératoire.

Résultats pour la paraffine. — La lame de paraffine employée avait une épaisseur de $8^{mm},510$ à $22°,6$.

La quantité a a été trouvée sensiblement indépendante de la température entre 10° et 20° ; il n'en résulte pas moins une variation de la constante diélectrique, à cause de la dilatation qui fait varier l'épaisseur c de la lame. Le degré de précision des expériences dans la mesure de a est assez grand pour qu'il soit absolument nécessaire de tenir compte de la variation de l'épaisseur c. Voici quelques-unes des valeurs obtenues :

t = 11° 1	22°	33° 3 (1)
c = 8,484	8,510	8,535
a = 4,775	4,774	4,757
K = 2,287	2,278	2,259

La constante diélectrique de la paraffine diminue donc lorsque la température s'élève.

Résultats pour l'ébonite. — La lame d'ébonite employée avait une épaisseur de $8^{mm},462$ à $18°,1$.

Le coefficient de dilatation de l'ébonite, qui est nécessaire pour le calcul de l'épaisseur aux différentes températures, étant mal connu et pouvant, du reste, varier d'un échantillon à un autre, nous l'avons déterminé sur un échantillon d'ébonite pris dans le même bloc que la lame en expérience (2) ; ce coefficient a été trouvé égal à $8,7 \times 10^{-5}$ entre 10° et 20°. Voici les résultats numériques obtenus :

t = 10° 2	17°	20° 6
c = 8,457	8,461	8,463
a = 5,581	5,601	5,610
k = 2,941	2,958	2,968

(1) Température réalisée par l'emploi de l'étuve.

(2) Cette mesure a été faite par M. Sacerdote au Bureau international des Poids et Mesures par la méthode de Fizeau, l'appareil ayant été mis gracieusement à notre disposition par M. R. Benoît. L'échantillon employé était un petit cube d'ébonite d'environ 15 millimètres d'arête et poli spéculairement sur une de ses faces.

La constante diélectrique de l'ébonite augmente donc lorsque la température s'élève et à peu près proportionnellement à l'élévation de température. Le coefficient moyen d'augmentation par degré étant $8,8 \times 10^{-4}$.

Application. — L'un de nous a montré ailleurs [1] que dans la charge d'un condensateur à *température constante*, la variation d'énergie est non pas $\frac{CV^2}{2}$, comme on l'admettait, mais $\frac{CV^2}{2}\,[1 + T(\lambda + \chi)]$, en désignant par T la température absolue du diélectrique, par λ son coefficient de dilatation linéaire, et par χ le coefficient de variation de la constante diélectrique avec la température $\left(\frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right)$.

Il résulte des recherches précédentes que, dans le cas d'un condensateur dont le diélectrique est l'ébonite, pour $T = 273 + 27 = 300$, le terme $T(\lambda + \chi) = + 0,29$; donc:

L'énergie d'un tel condensateur chargé surpasse de plus d'un quart la valeur admise jusqu'à présent.

Si la charge ou la décharge ont lieu rapidement, le phénomène, au lieu d'être isotherme, sera sensiblement adiabatique; pour un condensateur à ébonite, la charge adiabatique amènera un refroidissement, par destruction d'une quantité d'énergie calorifique égale à $0,29\,\frac{CV^2}{2}$, la décharge adiabatique un échauffement correspondant à une création de chaleur $0,29\,\frac{CV^2}{2}$.

Pour un condensateur formé d'une lame d'ébonite de 2 millimètres d'épaisseur métallisée sur ses deux faces et chargé à la différence de potentiel correspondant à 1 centimètre d'étincelle, le calcul montre que ces variations de température doivent être d'un peu moins d'un millième de degré; elles seraient donc encore très appréciables si l'ébonite était un diélectrique parfait. Mais, à cause du phénomène de résidu, la charge aussi bien que la décharge donnent lieu à un phénomène consécutif non reversible qui échauffe toujours le diélectrique d'une façon beaucoup plus intense que le phénomène reversible dont nous venons de nous occuper. C'est ce qui rend très difficile la mise en évidence de ce dernier phénomène.

---

(1) Pellat, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 18; 1898.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE AU CONTACT DE DEUX DISQUES D'UN MÊME MÉTAL;

Par M. ÉDOUARD BRANLY.

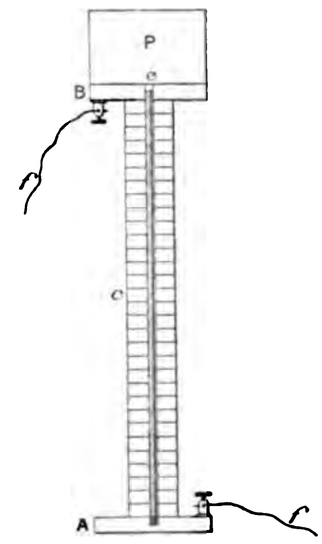
Les expériences que j'ai réalisées en 1890 et 1891 [1], sur la conductibilité qu'acquièrent les limailles métalliques, sous l'influence des étincelles électriques à distance, ont provoqué diverses interprétations. Le plus souvent c'est à une orientation et à un enchaînement des particules que la conductibilité a été attribuée, et le choc ne rétablissait alors la résistance qu'en rompant un alignement. Les résultats que j'avais obtenus soit avec des mélanges comprimés, soit avec des agglomérés solides de limailles et d'isolants, ne me permettaient pas de m'arrêter à cette explication. Pour la combattre, je variai les recherches et je fus amené à reconnaître de nouveaux faits. Les plus démonstratifs appartiennent à un groupe d'essais récents; ils ont l'avantage de ne plus se rapporter à de fines particules conductrices, mais à des plaques épaisses de large surface.

Je forme une colonne ayant l'aspect extérieur d'une pile à colonnes de Volta. Elle comprend quarante-cinq disques de 35 millimètres de diamètre et de 6 millimètres d'épaisseur; ils sont percés en leur centre d'une ouverture de 1 centimètre de diamètre, qui permet de les superposer régulièrement en les enfilant dans une tige d'ébonite verticale qui leur sert de guide. Ils ont été soigneusement dressés et nettoyés. La colonne ainsi formée est intercalée dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone, et l'on mesure sa résistance. Cette résistance, quand elle existe, diminue beaucoup lorsque la pression de surcharge est forte. Je ne citerai que des essais effectués avec des pressions faibles, afin de rendre les résultats plus frappants. Pour éviter les longueurs, je ne décrirai en détail que des expériences faites avec l'aluminium.

La colonne est formée de disques d'aluminium fraîchement frottés au papier d'émeri fin sur un large plan métallique et essuyés soigneusement avec un chiffon pour faire disparaître toute poussière. 1° Ces disques sont superposés très doucement, de façon à éviter *autant que possible* les chocs; 2° les disques sont enlevés et replacés. Cette fois, après avoir introduit l'ouverture d'un disque dans la tige d'ébonite, on le laisse tomber à plat de la hauteur libre sur les disques

(1) *Bulletin de la Société française de Physique*, avril 1891.

déjà placés, de façon à produire un choc. Ce choc s'affaiblit à mesure que la colonne s'élève.



A et B, disques terminaux plus larges portant les fils de communication *f* ;
c, disques intermédiaires ;
e, axe central d'ébonite, vissé dans le disque inférieur, traversant librement les autres disques ;
P, surcharge surmontant la colonne.

Les disques d'aluminium, nettoyés et essuyés, sont superposés très doucement. On les surmonte d'une surcharge de $2^{kg},600$ pour assurer le contact. La résistance observée pour la colonne des quarante-cinq disques est $1^{\omega},4$, déduction faite de la faible résistance des fils de communication (la résistance de la colonne a été plusieurs fois trouvée inférieure à 1 ohm). Les disques sont enlevés ; on reforme la colonne en laissant tomber les disques le long de l'axe d'ébonite ; on trouve alors une résistance de 40 ohms ; après vingt-quatre heures de repos, elle était encore de 19 ohms.

Le lendemain, sans nettoyer de nouveau les disques, on les superpose doucement en les surmontant de la même surcharge de $2^{kg},600$; la résistance est de $2^{\omega},2$. On les laisse tomber avec chocs le long de l'axe d'ébonite ; la résistance trouvée est 215 ohms.

Avec une surcharge de 18 kilogrammes, on a eu $0^{\omega},5$ sans chocs et $5^{\omega},1$ avec chocs. On reforme la même pile en laissant tomber les

disques avec chocs. La surcharge étant de $2^{kg},96$, la résistance trouvée est 216 ohms ; elle tombe à 165 ohms après une heure, et elle est encore de 86 ohms après vingt-quatre heures. On termine en faisant passer dans la colonne l'étincelle directe d'un radiateur de Righi ; la résistance tombe à $0^{\omega},5$. On démonte encore la colonne et on la reforme immédiatement avec chocs, résistance 190 ohms.

Il ne paraît pas qu'il puisse être ici question d'une orientation de molécules obtenue par une simple application douce et dont le choc romprait les liaisons.

Notons encore qu'il suffirait, pour que la résistance fût nulle, que des surfaces en regard extrêmement petites fussent en contact parfait. Il semble que les disques sont maintenus écartés par des atmosphères superficielles qui s'opposent à leur adhérence.

Le bismuth, le fer et d'autres métaux se comportent comme l'aluminium. Pour certains métaux et alliages qui sont précisément ceux qui servent habituellement dans les mesures électriques : cuivre, zinc, laiton, argent, maillechort, on n'observe rien de semblable, la résistance de la colonne est nulle ou extraordinairement faible, avant comme après les chocs. Pour que la comparaison avec l'aluminium fût admissible, je n'employais avec les métaux lourds du dernier groupe (cuivre..., maillechort) qu'une très faible surcharge (quelquefois nulle), calculée de telle sorte que le poids total des disques et de leur surcharge fût égale à la somme des poids des disques d'aluminium et de leur surcharge.

Avec le bismuth et le fer, la surcharge n'a jamais été prise inférieure à $2^{kg},600$.

Sans insister ici sur la diversité des effets qui dépend de la nature des métaux [1], je crois utile d'appeler l'attention sur la façon différente dont l'étincelle électrique agit dans le cas des disques et dans le cas des limailles.

Avec les disques, les étincelles, en éclatant à distance, ne déterminent qu'une très faible diminution de la résistance ; la disparition de la résistance n'avait lieu que par contact direct avec une petite bouteille de Leyde chargée ou avec un radiateur de Hertz ou de Righi en activité. Cela ne veut pas dire que le phénomène actuel ne se rattache pas à celui des limailles ; mais, en raison de la large surface des disques, la densité des courants induits qui traversent la colonne

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 22 avril 1895 et 24 juillet 1898.

est ici beaucoup plus faible qu'avec des tubes à limailles. Il est probable que la différence des effets dépend de cette différence de densité. On sait, d'ailleurs, que la sensibilité des tubes à limaille augmente quand leur section diminue.

UNE ENVELOPPE MÉTALLIQUE NE SE LAISSE PAS TRAVERSER PAR LES OSCILLATIONS HERTZIENNES (1);

Par M. ÉDOUARD BRANLY.

Le rôle des enveloppes métalliques varie avec la nature du phénomène électrique.

L'expérience du conducteur creux de Faraday démontre qu'une influence électrostatique, si forte qu'elle soit, ne s'exerce pas sur un électroscope enfermé dans une cage de métal. Au contraire, l'induction galvanique, comme l'induction magnétique, traverse une enveloppe métallique.

Les métaux sont-ils transparents, au moins à un faible degré, pour les oscillations hertziennes? Pour s'en assurer, il ne suffit pas d'interposer entre un radiateur et un récepteur une feuille métallique, même très large; car, si le récepteur est sensible, comme le sont mes tubes à limaille, il est vivement impressionné. Dans mes expériences de 1890 et 1891, j'avais trouvé (2) que la conductibilité d'un tube à limaille ne se produisait plus par les radiations électriques à distance, si le tube était enfermé avec son circuit dans une enceinte métallique bien close. Mais, en opérant avec des tubes extrêmement sensibles et une très forte radiation, j'avais été conduit à ajouter dans un travail ultérieur (3) qu'une double enveloppe métallique pouvait être nécessaire. Dans son remarquable mémoire « sur les radiations hertziennes », M. le professeur Bose avait reconnu de son côté, en 1895, qu'une double enveloppe métallique n'était même pas toujours suffisante. On pouvait penser, d'après cela, à un rôle de l'épaisseur de la cage en métal. J'ai réussi à démontrer, au commencement de cette année (4), que *les oscillations hertziennes sont complètement*

---

(1) Les expériences ont été faites en collaboration avec M. le Dr Gustave Le Bon.
(2) *Bulletin de la Société française de Physique*, avril 1891.
(3) *Lumière électrique*, juin 1891.
(4) *Comptes Rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 4 juillet 1898.

arrêtées, même par une enveloppe métallique très mince, si celle-ci est hermétiquement close.

Expérience. — Une boîte en bois (dimensions : 38, 42, 53 centimètres) a été tapissée intérieurement d'étain en feuilles très minces (leur épaisseur était inférieure à 8 millièmes de millimètre, notablement moindre, par conséquent, que $\frac{1}{100}$ de millimètre) ; ces feuilles, en raison de leur minceur, présentaient çà et là de très petits trous visibles par transparence. Dans la boîte prirent place un élément de pile dont le circuit comprenait un tube à limaille et un galvanomètre Deprez-d'Arsonval. Un index solidaire du cadre mobile déterminait, au moment de la déviation, la fermeture du circuit d'une sonnerie, dont le fonctionnement prévenait ainsi de la conductibilité du radioconducteur. La boîte était fermée sur une de ses faces par une porte recouverte intérieurement d'étain ; cette porte était bien ajustée sur les bords de la boîte et maintenue rigoureusement appliquée par des écrous. Le tube à limaille employé était assez sensible pour devenir conducteur à une distance d'environ 100 mètres à l'air libre (sans communication avec le sol et sans tige verticale) par les décharges d'un radiateur de Righi dans l'huile, actionné par une bobine moyenne d'induction à interrupteur rapide. La boîte étant fermée et le même radiateur fonctionnant à quelques centimètres des parois, la sonnerie restait silencieuse, même avec des décharges longtemps prolongées. Elle se faisait entendre à la moindre étincelle, si l'on desserrait un peu les fermetures de la porte. Un certain jour, une fissure linéaire extrêmement fine s'étant produite dans la feuille d'étain intérieure par le jeu du bois de la caisse, la sonnerie se fit entendre à toute étincelle ; l'accident soigneusement réparé, la sonnerie ne parla plus.

Il me paraît intéressant de citer encore une variante de l'expérience précédente. La porte qui fermait la boîte sur une de ses faces fut remplacée par une feuille de métal assez épaisse pour qu'on pût y souder perpendiculairement et en son milieu une tige de laiton qui pénétrait de 30 centimètres environ à l'intérieur de la cage et qui sortait au dehors d'une longueur égale. Le circuit du tube à limaille, contenu comme antérieurement dans la cage, ayant été relié directement à la portion intérieure de la tige de laiton, on mit en communication la portion extérieure avec les boules du radiateur en activité, le tube à limaille ne présenta aucune conductibilité. Aucune des

oscillations électriques ne parcourait donc la portion intérieure de la tige, comme si elle avait cessé d'être en prolongement de la partie extérieure ; la paroi de la cage formait écran.

Le radiateur, la bobine et les accumulateurs furent à leur tour enfermés dans une boîte métallique, et il n'y eut encore aucune action sur le tube à limaille placé au dehors et à proximité avec sa pile et son galvanomètre.

Il était naturel de chercher si une enveloppe en toile métallique préserve des oscillations hertziennes aussi bien que de l'influence électrostatique. Le radiateur des expériences précédentes étant très voisin de l'enveloppe, la protection était complète lorsque la face de la boîte exposée au radiateur était couverte avec une toile ayant deux cents mailles par 27 millimètres de longueur, les mailles offraient sur les autres faces des ouvertures de 1 millimètre carré.

Les essais précédents m'ont montré que le passage des oscillations hertziennes est infiniment plus facile à travers des fentes longues, même très fines, qu'à travers des ouvertures rondes ou carrées de surface incomparablement supérieure ; en outre, la longueur et la direction des fentes jouent un rôle important.

Les expériences que je vais citer ne sont pas, pour la plupart, entièrement nouvelles ; mais, comme elles ont été effectuées avec des radio-conducteurs contenus dans une boîte métallique entièrement close, elles offrent, sur les expériences antérieures analogues, l'avantage de pouvoir être réalisées rigoureusement, même avec un récepteur extrêmement sensible, tandis qu'en se contentant d'interposer entre un radiateur et un récepteur une plaque métallique percée d'une fente, l'influence de la longueur et de la direction des fentes cesse de pouvoir être établie, si le récepteur est très sensible.

Des feuilles d'étain ont été successivement et très exactement ajustées dans la porte de la caisse métallique ; le radiateur était disposé en regard de la porte, l'axe du radiateur (ligne des trois étincelles) fut placé horizontalement. Je vais citer les distances (en mètres) du radiateur à la porte, auxquelles le radiateur cessa d'agir sur le tube à limaille intérieur.

Comparaison des fentes et des ouvertures. — On employa : 1° une feuille A offrant cent ouvertures rondes de $0^m,01$ de diamètre, équidistantes (surface ouverte totale voisine de 80 centimètres carrés) ; 2° une feuille B, avec vingt ouvertures carrées de $0^m,02$ de côté (surface ouverte, 80 centimètres carrés), une feuille C n'ayant qu'une seule

fente horizontale de 0m,20 de longueur et 1 millimètre de largeur (surface ouverte, 2 centimètres carrés). Les distances auxquelles le radiateur cessa de déterminer la conductibilité furent avec

A	B	G
0m,55	1m,50	5m,00

Bien que la surface d'entrée fût beaucoup plus grande avec A et B, le passage des ondes électriques s'y faisait moins aisément que par la fente G.

Fentes horizontales et verticales. — On employa : 1° une fente horizontale E de 12 centimètres de longueur et 1 millimètre de largeur, une fente verticale E′ identique ; 2° une fente horizontale F de 16 centimètres de longueur, 1 millimètre de largeur, une fente verticale F′ identique. Voici quelles furent les distances auxquelles le radiateur cessa d'agir :

Avec	E	E′
	0m,50	3m,00
Avec	F	F′
	2m,00	16m,00

On voit ainsi que la radiation électrique traverse beaucoup plus facilement une fente perpendiculaire à l'axe du radiateur qu'une fente parallèle.

Une fente verticale très fine, tracée avec le tranchant d'un rasoir, fut également traversée avec une facilité beaucoup plus grande qu'une fente horizontale de même longueur et obtenue par le même procédé.

Voici enfin une expérience réalisée avec un système H de deux fentes horizontales en prolongement, ayant chacune 10 centimètres de longueur et 1 millimètre de largeur ; elles étaient séparées par un intervalle d'étain de 0mm,5. Le radiateur cessa d'agir sur cet ensemble des deux fentes à 2 mètres. En coupant le pont d'étain d'un demi-millimètre, qui sépare les deux parties de H, on passa de 2 mètres à 5m,50, ce qui montre l'importance de la continuité de la longueur ouverte.

J'ajoute, en terminant, que l'usage d'une enveloppe métallique à fente est commode dans un laboratoire pour l'essai comparatif de la sensibilité des divers radio-conducteurs.

CONSTRUCTION MÉCANIQUE DES COURBES TERMINALES DES SPIRAUX;

Par M. CH.-ÉD. GUILLAUME.

Lorsqu'un volant, en équilibre sur un axe, est relié à un ressort spiral, il est susceptible d'effectuer des oscillations qui deviennent isochrones, lorsque le spiral remplit certaines conditions, étudiées par divers géomètres, mais que Phillips a indiquées pour la première fois dans toute leur généralité.

L'équation différentielle du mouvement que pose Phillips est la suivante :

$$I\frac{d^2\omega}{dt^2} = -G\omega + Yx - Xy.$$

Le côté droit de l'équation contient, comme premier terme, l'expression du moment de rotation exercé sur l'axe par le spiral. Les deux autres termes sont l'expression d'un moment additionnel, dans lequel X et Y sont les composantes d'un effort latéral agissant sur l'axe, x et y les coordonnées du centre de gravité du spiral.

Si l'on pouvait annuler les deux derniers termes, l'équation se réduirait à celle d'où résulte un mouvement oscillant isochrone. Tout le problème est donc concentré sur ce point : annuler le terme $Yx - Xy$.

Phillips fait observer que, dans un système bien construit et suffisamment symétrique, les composantes de l'effort sont peu importantes. Si l'on veut que le produit soit négligeable, il faut que l'autre facteur soit très petit, c'est-à-dire que le centre de gravité soit très près de l'axe de rotation.

Partant de cette première condition, Phillips cherche à la remplir en donnant aux extrémités du spiral une forme particulière, et voici la construction à laquelle il arrive :

Le spiral doit être terminé par des courbes astreintes chacune à la condition d'avoir leur centre de gravité sur le rayon perpendiculaire à celui qui passe par le point où la courbe quitte la spire. Ce centre de gravité doit être à une distance de l'axe égale à $\frac{r^2}{l}$, c'est-à-dire à une troisième proportionnelle à la longueur l de la courbe et au rayon r des spires.

On comprend que ces deux conditions ne suffisent pas pour définir

complètement les courbes en question, qui, pour un même point de départ et un même point d'arrivée, sont en nombre infini. En pratique, on impose encore les conditions, assez vagues, de facilité d'exécution des courbes sur les spiraux de toutes dimensions, sans que l'élasticité du métal subisse une altération importante.

Toutes les courbes de Phillips, dont les horlogers possèdent un assez grand nombre, ont été obtenues par la méthode graphique; dans l'application de cette méthode, on prend deux axes rectangulaires passant par le centre du spiral ; on dessine de sentiment une courbe, entre deux points donnés, puis on la sectionne et l'on calcule ses moments statiques par rapport aux deux axes, de manière à déterminer la position de son centre de gravité. On la retouche alors en une région convenablement choisie pour se rapprocher des conditions théoriques, et l'on continue ainsi, en déterminant chaque fois sa longueur totale, afin de fixer la position nouvelle que doit occuper son centre de gravité après chaque retouche.

Cette opération est très laborieuse, et on arrive bien plus vite au but par un procédé mécanique de recherche du centre de gravité de la courbe.

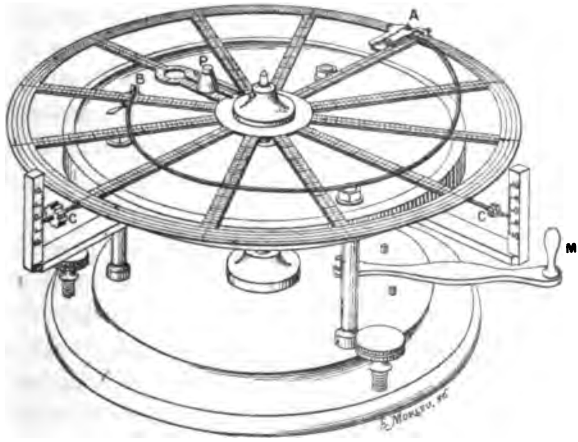


Fig. 1.

L'appareil employé dans cette recherche [1] se compose d'un disque porté par un pivot et muni de deux pinces A et B (*fig.* 1), ainsi

[1] Le premier type de cet appareil a été réalisé par M. J. Pettavel, directeur de l'Ecole d'horlogerie de Fleurier (Suisse), qui en a fixé les détails et l'a exécuté avec une grande habileté.

que de deux poids C, C, se vissant sur deux tiges placées à angle droit et destinés à mettre le disque en équilibre. Ce disque est porté par une plate-forme sur laquelle il repose par son pourtour, et dont le centre est percé pour laisser passer une tige verticale terminée par une cuvette polie en acier trempé. Cette tige s'appuie sur un segment incliné que gouverne la manette M, et peut monter ou descendre, de manière à porter le disque sur sa pointe ou l'abandonner sur la plate-forme.

Voici maintenant comment on peut, à l'aide de cet appareil, réaliser une courbe de Phillips :

Un fil de métal flexible, par exemple un fil fusible de 1 à 2 millimètres de diamètre, est d'abord mesuré, puis pesé, enfin pincé par ses extrémités en A et B. Dans le diamètre perpendiculaire à celui qui passe par le point A, on place un poids P, égal au poids de la courbe, à une distance du centre égale à r^2, ou plus généralement, un poids quelconque à une distance telle que son moment statique par rapport au pivot soit égal à celui que la courbe doit finalement posséder. On soulève le disque sur son pivot, on constate la direction et la grandeur approximative du défaut d'équilibre, on retouche la courbe avec des pinces, et l'on continue ainsi jusqu'à ce que l'équilibre soit obtenu.

Avec notre appareil, dont le disque a un diamètre de 20 centimètres, on établit l'équilibre par des retouches successives, généralement en moins de cinq minutes. Une courbe ayant été obtenue, il suffit d'en faire un calque que l'on réduit ensuite comme pour les courbes trouvées par le dessin.

Le procédé mécanique, outre sa beaucoup plus grande rapidité, semble présenter sur la méthode graphique un autre avantage, tenant à ce que la détermination d'un type de courbe se fait d'une façon exactement semblable à celle qui sera plus tard employée pour réaliser pratiquement les courbes sur les spiraux eux-mêmes. Les conditions d'exécution se manifestent donc dès la création de la courbe, ce qui permet de choisir d'emblée les types qui seront pratiquement utiles.

L'emploi, de plus en plus important, que l'on fait des spiraux dans les instruments de mesure, peut rendre désirable la détermination de nouveaux types de courbes, non encore créés, pour l'horlogerie ; ce travail serait singulièrement facilité par l'emploi de notre balance.

E. DUMONT. — Recherches sur les propriétés magnétiques des aciers au nickel. — *Arch. des Sc. ph. et nat. de Genève;* 1898.

M. Guillaume, dans une étude des propriétés de ces aciers, a montré qu'on peut les diviser, au point de vue magnétique, en deux catégories [1] ; il appelle alliages réversibles ceux qui perdent leurs propriétés magnétiques graduellement quand on les chauffe, et les reprennent en se refroidissant; dans cette catégorie rentrent tous ceux qui contiennent plus de 25 0/0 de nickel; la température de transformation s'élève avec la teneur en nickel ; pour les teneurs peu supérieures à 25 0/0, l'alliage n'est magnétique qu'à des températures inférieures à 0° ; entre 27 et 40 0/0, la température correspondant à la disparition des propriétés magnétiques peut être calculée par la formule suivante, n désignant la proportion pour 100 de nickel :

$$T = 34{,}1\,[n - 26{,}7] - 0{,}80\,[n - 26{,}7]^2.$$

La deuxième catégorie comprend les alliages nommés par M. Guillaume irréversibles ; ils sont, dans un certain état, fortement magnétiques, perdent leurs propriétés magnétiques graduellement, entre le rouge sombre et le rouge cerise, et ne les reprennent par refroidissement qu'à une température d'autant plus basse qu'ils contiennent plus de nickel; pour les alliages dont la teneur est voisine de 25 0/0, cette température est inférieure à 0°.

M. Dumont reprend l'étude des propriétés magnétiques de ces alliages par la méthode balistique ; il a opéré pour des champs de 14 à 50 C. G. S., entre — 78° et + 250° ; les alliages étaient mis sous forme de fils dont le diamètre a varié entre $0^{mm},4$ et 1 millimètre, la longueur commune étant 545 millimètres.

Pour les alliages réversibles, la perméabilité μ décroît graduellement quand la température s'élève ; ainsi, pour l'alliage à 34,6 0/0 de nickel, μ commence à décroître vers 20°, puis de plus en plus vite jusqu'à 130°, puis, plus lentement, jusqu'à 22°, où μ devient nulle (pour $H = 50$).

La variation de μ avec le champ est curieuse; pour le même

(1) Ch.-Ed. Guillaume, *C. R.*, 5 avril 1897 ; — et *Arch. des Sc. ph. et nat. de Genève*, mars 1898 ; — *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 262.

alliage, μ varie peu entre 14 et 25, puis croît rapidement, atteint son maximum pour environ $H = 36$, et décroît ensuite lentement.

Dans le tableau suivant sont données, comme exemple, les valeurs de la perméabilité pour l'alliage à 34,6 0/0 :

H	14	19	25	29	36	50
20°	20,2	22	29,5	90,5	114	92,9
30°	13,7	21	29	89,5	113,7	90,5
50°	18	19	28	88,5	112,5	85,7
70°	16,2	17	26	83	108,5	79
100°	13,5	14	23,2	78,5	102,5	66,5
130°	10,2	11	20	71	93	53
160°	7,2	1,5	15,1	56	70,5	37,3
190°	4,4	4	9	33	45,5	19,5
220°	1,1	1,1	2,6	7,5	7,7	3

M. Dumont a étudié deux alliages irréversibles : celui à 5 0/0 se comporte à peu près comme l'acier ordinaire ; celui à 24 0/0 a les mêmes propriétés que l'alliage à 25 0/0 d'Hopkinson ; il est peu magnétique à la température ordinaire et le devient lorsqu'on le refroidit à — 23° ; il reste alors magnétique, si on le ramène à la température ordinaire, et ne perd de nouveau ses propriétés magnétiques que si on le chauffe vers 600°.

Un acier à 35 0/0 de nickel et contenant quelques centièmes de chrome s'est comporté comme un alliage réversible ; un autre à 22 0/0 de nickel et 3 0/0 de chrome n'est pas magnétique à la température ordinaire et ne le devient pas, même dans l'air liquide.

M. Dumont déduit des nombres qu'il a obtenus qu'à égale distance du point de transformation tous les alliages réversibles ont même perméabilité.

Ch. MAURAIN.

W. VOIGT. — Lässt sich die Pyroelectricität der Krystalle vollständig auf piëzoelectrische Wirkungen zurückführen ? (La pyroélectricité des cristaux peut-elle être complètement déduite des actions piézoélectriques ?) — *Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissensch. zü Göttingen, Math. Ph. Klasse*, heft 2 ; 1898.

Depuis la découverte des phénomènes de piézoélectricité par MM. Curie [1], on s'est demandé souvent si on ne pourrait pas expliquer complètement les phénomènes de pyroélectricité par l'action

(1) J. et P. CURIE, *C. R.*, t. XCI, p. 295 ; 1880 ; — *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 245 ; 1882.

des déformations dues à la variation de température. Dans une théorie générale sur l'influence des déformations, M. Voigt a montré [1] les relations qui existent entre les constantes de piézo et de pyroélectricité ; une conséquence immédiate de cette théorie est que, pour les cristaux qui manquent de direction privilégiée, une élévation de température ne peut agir électriquement que par les déformations qu'elle produit ; par suite, pour ces cristaux, la pyroélectricité est une conséquence de la piézoélectricité. Mais, pour les autres cristaux, la théorie n'indique rien, et on doit chercher par l'expérience la solution de la question ; l'expérience donne les constantes piézo et pyroélectriques ; connaissant les coefficients de dilatation thermique, on peut calculer les déformations produites par une élévation de température et en déduire, au moyen des constantes piézoélectriques, l'effet électrique correspondant. M. Voigt trouve ainsi que, pour la tourmaline, 80 0/0 environ de l'effet pyroélectrique est dû en réalité à ces déformations, et constitue aussi une fausse pyroélectricité ; mais le reste de l'effet correspond bien à une action directe de la température, à une vraie pyroélectricité, dont l'existence se trouve ainsi démontrée.

Ch. Maurain.

H. HAGA. — On a 5-cellar quadrant-electrometer and on the measurement of the intensity of electric currents made with it (Sur un électromètre à quadrants à cinq cellules et son application à la mesure de l'intensité d'un courant). — *Royal Acad. of Sc.* d'Amsterdam, 25 juin 1898.

Les cinq aiguilles sont portées par un fil de quartz ou de platine de 17 centimètres de longueur ; au-dessus de l'appareil est un système amortisseur constitué par un cylindre creux de cuivre, fixé au fil de suspension, et placé dans l'entrefer d'un aimant en fer à cheval ; la sensibilité dépend naturellement du diamètre du fil ; la plus grande a été obtenue avec un fil de quartz de 24 μ de diamètre, qui peut supporter 20 grammes (le cylindre amortisseur pèse 10 grammes) ; mais l'appareil est suffisamment sensible avec un fil de platine d'environ 50 μ de diamètre, qui peut porter 30 grammes.

---

(1) W. Voigt, *Abh. der K. Ges. der Wissensch. Göttingen*, p. 36 ; 1890 ; — Riecke et Voigt, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 523 ; 1892 ; — Voir Mascart et Joubert, *Leçons sur l'El. et le Magn.*, t. II, p. 812 ; 2e édit.

Ses quadrants sont chargés au moyen d'une pile de 300 éléments Leclanché [1].

L'auteur a employé cet instrument à la mesure de l'intensité d'un courant permanent, en déterminant la différence de potentiel produite entre deux points du circuit séparés par une résistance connue : on arrive facilement à une précision de $\frac{1}{1000}$ dans la lecture, ce qui donne les intensités relatives avec la même précision, la résistance employée restant la même. Ch. MAURAIN.

H.-J. DOSTING. — Einige Schwingungsexperimente (Expériences sur les vibrations). — *Zeitschrift f. d. Physical. und Chem. Unterricht*, t. XI, septembre 1898.

L'appareil employé par l'auteur consiste essentiellement en deux axes parallèles qui peuvent être mis en mouvement de rotation par une même courroie, et qui portent chacun un miroir ; ces miroirs peuvent être plus ou moins inclinés sur les axes ; d'ailleurs la vitesse relative de ceux-ci peut être modifiée en faisant passer la courroie sur différentes poulies ; un rayon lumineux, réfléchi successivement sur les deux miroirs, peut ainsi décrire des courbes variées ; en particulier, on reproduit facilement le mécanisme des phénomènes de polarisation rotatoire ; on peut aussi appliquer cette disposition à la mesure de la vitesse de rotation de l'axe d'un appareil quelconque, en utilisant un autre appareil de rotation tournant avec une vitesse connue. Ch. MAURAIN.

N. KASTERIN. — Ueber die Dispersion der akustischen Wellen in einem nichthomogenen Medium (Sur la dispersion des ondes acoustiques dans un milieu non homogène). — *Verslag van de Gewone Vergadering der Wissen Natuurkundige Afdeeling*, van 26 februari 1898.

L'auteur étudie la propagation des ondes sonores dans un milieu renfermant des sphères solides ; il fait d'abord une étude théorique et indique des formules donnant le rapport des longueurs d'onde d'un même son dans l'air et dans le milieu précédent. Les considérations théoriques sont suivies de l'exposé de recherches expérimentales effectuées au moyen de la méthode de Kundt dans des tuyaux renfermant des sphères de verre distribuées de diverses manières ; l'expé-

(1) L'emploi de petits accumulateurs est aussi très commode pour cet usage ; le potentiel des quadrants reste ainsi bien constant.

rience donne la distance des nœuds et des ventres, et la théorie permet d'en déduire le rapport des longueurs d'onde dans l'air et dans un tuyau constitué comme nous venons de l'indiquer.

L. MARCHIS.

A.-W. WITKOWSKI. — O oziebianiu sie powietrza, wskutek rozprezenia nieodwracalnego (Sur le refroidissement de l'air par détente irréversible). — *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, juillet 1898.

Calculs numériques de l'effet Thomson et Joule, pour de l'air passant par une série de tampons poreux, à travers lesquels la détente s'opère successivement. Ici la quantité

$$H = U + PV$$

doit rester constante. On a :

$$dU = J \cdot Cdt - T \frac{\partial v}{\partial t} dp - p \left(\frac{\partial v}{\partial t} dt + \frac{\partial v}{\partial p} dp \right).$$

On intègre :

1° Pour $p = 1$ atmosphère, en faisant varier T de 273 à $273 + t$;

2° A température constante $(273 + t)$, depuis $p = 1$ atmosphère jusqu'à une valeur quelconque de p.

Les valeurs numériques, nécessaires pour effectuer ces calculs, sont empruntées aux mesures de M. Amagat sur la compressibilité des gaz, et à celles mêmes de l'auteur (1) sur les dilatations et les chaleurs spécifiques de l'air.

Les résultats sont résumés dans des diagrammes, en prenant t pour abscisse, et H pour ordonnée ; et en joignant par un trait continu les points correspondant à une même valeur de p.

Un gaz étant donné sous un état (p, t), il suffira de mener par le point représentatif une ligne d'ordonnée constante, jusqu'à sa rencontre avec la courbe qui correspond à une valeur donnée p'. L'abscisse de ce point de rencontre donne la température t', à laquelle sera porté le gaz, par la détente de p à p'.

Dans les limites des diagrammes, une détente représente toujours un refroidissement. Mais l'allure des courbes rend vraisemblable l'existence d'une inversion, à température élevée. Le gaz se réchaufferait alors par détente.

(1) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. V, p. 123 ; 1896.

La formule de Van der Waals conduirait, par extrapolation, à faire admettre $t = 500°$ environ comme température d'inversion pour l'air; et si, d'autre part, on suppose applicable au phénomène actuel le théorème des états correspondants, on serait ainsi conduit à $t = 46°$ pour l'hydrogène.

L'auteur en conclut que la machine de Linde peut servir à liquéfier l'hydrogène, pourvu que sa température initiale soit d'abord abaissée au-dessous de 46°.

Le premier diagramme permet d'en construire un second par points, en prenant pour abscisses les p, pour ordonnées les t, et en joignant par un trait continu les points correspondant à une même valeur de H.

Dans ces courbes, le coefficient angulaire $-\frac{\partial p}{\partial t}$ mesure l'effet Kelvin (effet Thomson et Joule). Il est d'autant plus grand, pour une pression donnée, que la température est plus basse; mais, d'autre part, il diminue, quand p augmente, et cela d'autant plus que la température est plus basse. On peut même, à l'inspection de ces courbes, prévoir l'existence d'un autre point d'inversion. Au-delà d'une certaine pression, variable avec la température, le gaz commencerait à s'échauffer par l'effet d'une détente.

On voit qu'il n'y a pas d'intérêt à pousser la pression initiale trop loin dans la machine de Linde. Une pression initiale de 200 atmosphères est celle qui semble le mieux convenir. Au fur et à mesure que la température des conduits s'abaisse, elle pourrait même, sans inconvénient, être réduite jusqu'à 60 ou 80 atmosphères environ.

Ces résultats montrent qu'en variant la pression ou la température initiale dans la machine de Linde, il serait aisé de décider si, dans cette machine, le refroidissement est exclusivement dû à l'effet de Thomson et Joule.

F. Carré.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVI, n°s 9 et 10; 1898.

A. WINKELMANN. — Ueber electrische Ströme, die durch Röntgen'sche X Strahlen erzeugt werden (Sur les courants électriques, qui sont produits par les rayons X de Röntgen). — P. 1.

L'auteur a retrouvé en partie les résultats que M. J. Perrin a publiés dans sa thèse sur le même sujet, et auquel il reconnaît la priorité.

En particulier, les métaux se chargent sous l'action des rayons X, jusqu'à un certain potentiel différent d'un métal à l'autre : les métaux se rangent, au point de vue de ces potentiels, suivant la loi des tensions de Volta; il est possible de produire ainsi des courants continus d'une intensité de $6,7\ 10^{-9}$ ampères.

Outre ces résultats communs avec ceux de M. Perrin et obtenus par une méthode différente, M. Winkelmann s'attache à déterminer la résistance électrique d'une couche d'air traversée par les rayons de Röntgen; mais la méthode qu'il emploie ne semble pas à l'abri de critiques.

Les rayons X traversent normalement une première plaque métallique mince M, transparente pour ces rayons et unie au sol, puis frappent une deuxième plaque M parallèle à la première et réunie au plateau isolé P d'un condensateur de grande capacité dont l'autre est au sol.

1° On fait les hypothèses suivantes : l'intensité du courant de charge est à chaque instant proportionnelle à la différence de potentiel entre la plaque M et le plateau P :

$$(1) \qquad \frac{dQ}{dt} = a\,(V - P),$$

Q étant la charge du condensateur; V, le potentiel de la plaque M; P, le potentiel du plateau isolé P; a, un facteur de proportionnalité.

2° Le potentiel V reste constant pendant l'action; on trouve alors avec la condition $Q = o$ pour $t = o$:

$$(2) \qquad Q = VC\left(1 - e^{-\frac{a}{C}t}\right),$$

C étant la capacité du condensateur; t, la durée de l'action des rayons;

ce qui donne :

$$\frac{dQ}{dt} = Vae^{-\frac{a}{C}t}, \quad (3)$$

et pour $t = o$ (4) :

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{t=0} = Va.$$

D'après l'auteur, le facteur $\frac{1}{a}$ serait la résistance de la couche d'air, comprise entre les deux plaques M et M_1.

En admettant l'exactitude de l'équation (3), cette dernière conclusion semble au moins hasardée ; d'ailleurs l'équation (3) ne me semble pas exacte ; en effet, l'action des rayons X est forcément intermittente, car le tube n'est actif que pendant la décharge de la bobine ; chaque décharge qui l'actionne est séparée de la suivante par un intervalle de temps qui en général est notablement plus grand que la durée de la décharge elle-même ; or, pendant ce temps, les potentiels du plateau et de la plaque ont le temps de s'égaliser, et V ne peut pas rester constant ; l'équation (3) est incompatible avec ces considérations.

On calcule ensuite le nombre minimum de molécules ionisées contenues dans l'unité de volume ; on trouve pour rapport du nombre des molécules ionisées au nombre total : $4,6.10^{-12}$ pour l'air. J.-J. Thomson avait trouvé $3,3.10^{-13}$ pour l'hydrogène.

R. Swyngedauw.

F. NIETHAMMER. — Einige experimentelle Untersuchungen über magnetische Hysteresis (Quelques recherches expérimentales sur l'hystérésis magnétique). — P. 29-48.

L'auteur a étudié l'hystérésis sur un même échantillon de fer en le soumettant successivement aux trois modes suivants d'aimantation :

1° Variation lente et bien déterminée de la force magnétisante ; c'est le procédé employé couramment, ce qu'on peut appeler la méthode *magnéto-statique*. Dans ce cas, la variation d'induction peut être mesurée par la méthode balistique ou par la méthode magnétométrique ;

2° Aimantation cyclique rapide, par courants intermittents ou alternatifs. Le travail d'aimantation, croissant avec la fréquence,

devient plus considérable; on peut en faire soit une mesure électrique par le wattmètre, soit une mesure calorimétrique;

3° Aimantation cyclique par rotation de l'échantillon dans un champ magnétique constant.

Voici les résultats les plus saillants obtenus par M. Niethammer:

1. — La relation de Steinmetz

$$A = \eta B^{1,6},$$

qui représente le travail d'hystérésis par cycle et par centimètre cube, A en fonction de l'induction maximum atteinte B, n'est applicable qu'entre des limites très resserrées de la force magnétisante, le coefficient d'hystérésis η variant notablement avec B.

2. — Pour une même valeur de B, la perméabilité est plus grande dans le premier procédé que dans le deuxième; mais elle ne semble pas influencée par des modifications de forme du courant alternatif employé. Le travail d'hystérésis est aussi plus grand dans le premier cas que dans le second.

3. — Par rotation dans un champ magnétique, A croît d'abord avec B, puis décroît à partir d'une certaine valeur de B, voisine de la saturation.

4. — Les secousses n'influent pas d'une façon notable sur l'hystérésis dans ce troisième procédé, pourvu que B soit supérieur à 4.000.

H. Bagard.

H. STARKE. — Ueber die Reflexion der Kathoden Strahlen (Sur la réflexion des rayons cathodiques). — P. 49.

Un ballon sphérique porte deux tubulures dont les axes AO et BO passent par le centre O. Au centre est placée une plaque métallique, M, mobile autour d'un axe perpendiculaire au plan ABO. On fait le vide dans le ballon. Une cathode envoie suivant l'axe d'une des tubulures des rayons cathodiques sur M; un cylindre de Faraday placé dans l'autre tubulure reçoit les rayons réfléchis sur M; la base du cylindre de Faraday est recouverte d'une substance fluorescente; le cylindre est entouré par un écran protecteur, et il est réuni au sol par l'intermédiaire de la bobine d'un galvanomètre sensible.

Par ces deux moyens (fluorescence et galvanomètre) on constate la *réflexion diffuse*.

Si la plaque M est isolée au lieu d'être au sol, sa fluorescence

reste la même; mais le galvanomètre dévie davantage, ce qu'on explique de la façon suivante: la plaque se charge, et, le vide étant plus ou moins conducteur, une partie de la charge passe dans le cylindre de Faraday; on a vérifié que, malgré le cylindre protecteur, il entre des lignes de force dans le cylindre de Faraday. Le galvanomètre indique un courant plus fort ou plus faible, suivant que la plaque M est unie au pôle — ou au pôle + d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre pôle est au sol, dans une expérience où la plaque M est isolée; celle-ci se comporte comme si elle était chargée au potentiel de 50 à 60 volts; ce potentiel dépend des conditions ambiantes; il augmente en valeur absolue quand la pression diminue.

En accolant deux à deux des plaques de nature différente, on peut substituer rapidement, par simple rotation de 180°, un métal à l'autre; on constate ainsi que les pouvoirs réflecteurs sont très différents et proportionnels, en général du moins, à la densité; ainsi, si le platine a un pouvoir représenté par 21,6, l'aluminium a un pouvoir représenté par 2,6. Pour une même intensité des rayons incidents, les charges réfléchies et absorbées sont complémentaires; on mesure les dernières en réunissant le miroir au sol par la bobine d'un galvanomètre. R. S.

E. WIEDEMANN. — Unwandlung der Energie von Kathoden Strahlen in diejenige von Lichtstrahlen (Transformation de l'énergie des rayons cathodiques en énergie des rayons lumineux). — P. 61.

Dans l'espace vide annulaire formé par deux tubes cylindriques et concentriques, on produit des rayons cathodiques.

Ce tube intérieur est recouvert d'une substance fluorescente et contient quelques centimètres cubes d'alcool et un thermomètre de façon à servir de calorimètre. Le tube extérieur est recouvert des plaques secondaires de l'excitateur du système de fils de Lecher, qui émettront les rayons cathodiques; ces plaques sont percées de fenêtres permettant de mesurer l'intensité de la lumière émise par la substance fluorescente.

On trouve que, par le jeu des rayons cathodiques, la lumière émise a une intensité de $\frac{1}{25}$ de l'étalon à acétate d'amyle, et le dégagement de chaleur est de 0,025 calorie-gramme par seconde; c'est-à-dire, pour une intensité égale à 1 étalon, il y a un dégagement de $0^{cal},62$.

Or l'étalon à acétate d'amyle lui-même dégage, d'après Turmlirz, 0,0454 calorie-gramme par seconde.

La lumière produite *par électro-luminescence est donc loin d'être aussi économique que celle de la lampe et des lumières ordinaires.*

R. Swyngedauw.

J. RITTER von GEITLER. — Ueber die Verschiedenheit der physikalischen Natur der Kathodenstrahlen und der Röntgen strahlen (Sur la différence de nature physique des rayons cathodiques et des rayons de Rontgen). — P. 65.

L'auteur montre, par quelques expériences, que les rayons X sont des égaliseurs de potentiel, comme M. Perrin l'avait déjà démontré auparavant, tandis que les rayons cathodiques sont des courants d'électricité négative.

R. Swyngedauw.

WALTER. — Ueber Natur der Röntgenstrahlen (Sur la nature des rayons cathodiques). — P. 74.

Les rayons de Röntgen seraient constitués par les particules des rayons cathodiques qui seraient réfléchies d'une manière diffuse dans tous les sens par l'anticathode, après avoir cédé à cette dernière leur charge électrique.

Ce dernier point est fondamental, parce qu'il servira à expliquer *les différences* des deux genres de rayons.

Les particules mobiles qui constituent les rayons X n'étant pas chargées, il en résulte immédiatement qu'elles ne seront pas déviées par les champs magnétiques; pour la même raison, les rayons X traverseront plus facilement les corps que les rayons cathodiques, parce qu'ils ne seront pas attirés comme ces derniers par les particules matérielles des corps qu'ils traversent.

Les ressemblances s'expliquent avec la même facilité: phosphorescence, action photographique et chimique.

L'absence de polarisation, diffraction et réfraction découle naturellement de cette hypothèse pour les deux sortes de rayons.

Les rayons cathodiques ont une vitesse d'autant plus grande que les tubes sont plus raréfiés ; il en résulte, pour les rayons X, des propriétés analogues et un pouvoir d'autant plus considérable pour traverser ; on comprend, dans le même ordre d'idées, les expériences

de M. Sagnac montrant que les rayons X réfléchis sont plus facilement absorbés que les rayons directs.

L'ionisation du gaz provoquée par les rayons X ne serait qu'une dislocation par suite du choc des particules contre les molécules du gaz.

Des considérations du même ordre ont été émises par MM. Vosmaer et F. Ortt [1].

R. SWYNGEDAUW.

D.-E. TOLLENAAR. — Bemerkungen zu der Arbeit des Hrn E. Wiedemann über die gegenseitige Beeinflussung verschiedener Theile einer Kathode (Remarques sur le travail de M. E. Wiedemann sur l'influence réciproque des diverses parties d'une cathode). — P. 83.

L'auteur explique les expériences de M. E. Wiedemann [2] : dans l'hypothèse de Crookes, la déflexion des rayons cathodiques, par une cathode voisine est une conséquence de l'action répulsive d'une surface électrisée négativement sur les projectiles électrisés négativement des rayons cathodiques.

W. STEWART. — Ueber die Zerstaübung electrisch geglühter Platin und Palladiumdrähte (Sur la pulvérisation de fils de platine et de palladium, rendus incandescents par le courant). — P. 88.

Le résultat principal de ce travail est que cette pulvérisation est presque insensible ou nulle dans l'hydrogène, l'azote ; elle est plus considérable dans l'air et l'oxygène.

R. SWYNGEDAUW.

O. WIEDEBURG. — Vergleichende Messungen der Wärmestrahlung von Metallen (Comparaison entre les rayonnements calorifiques des métaux). — P. 92-119.

Le but de ce travail est la comparaison des pouvoirs émissifs de différents métaux et alliages portés à la température de 100°. La méthode employée est celle du cube de Leslie. Sur une même face du cube sont disposées deux lames métalliques aussi identiques que possible comme dimensions, mais de natures différentes : l'une de

---

(1) *Nature*, p. 316 ; 1897.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 248 ; 1897 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, 358.

ces lames est formée du métal qui sert de terme de comparaison; le rapport des pouvoirs émissifs est donné par le rapport des déviations du galvanomètre en relation avec la pile thermo-électrique.

Le métal qui sert de terme de comparaison est l'argent poli; les autres métaux (également polis) qui ont été étudiés sont le cuivre, l'or, etc., et le laiton, l'acier, la manganine, le rhéotane, l'alliage manganèse-cuivre à 30 0/0 de manganèse.

1° Les différents métaux purs (à l'état solide) se rangent, au point de vue des pouvoirs émissifs *croissants*, comme ils le font au point de vue de leurs conductibilités électriques et thermiques *décroissantes;*

2° Pour les alliages et pour le nickel, de la grandeur de la résistance électrique on ne peut pas conclure à la grandeur du pouvoir émissif; la remarque précédente ne s'applique pas dans ce cas.

L. Marchis.

L. SOHNCKE. — Ueber die Aenderung der specifishen Wärme mit der Temperatur (Sur la variation des chaleurs spécifiques avec la température). — P. 111-115.

Lorsqu'on fournit de la chaleur à un corps, une partie seulement sert à élever sa température, c'est-à-dire augmenter l'énergie vibratoire des molécules; une autre partie est employée pour produire du travail extérieur et du travail intérieur. Pour les solides et les liquides, le travail extérieur est négligeable; pour les gaz, il est sensiblement le même pour un même gaz aux différentes températures. Or c'est un fait bien connu que la variation de la chaleur spécifique d'un corps lorsque la température s'élève. On peut dire que cette variation est due à ce que le travail intérieur ou travail de *désagrégation* correspondant à une élévation de température de 1° n'a pas la même valeur dans toute l'échelle des températures. Ce travail intérieur se divise lui-même en deux parties : le travail nécessaire pour vaincre dans la dilatation les attractions réciproques des molécules (*travail extérieur de désagrégation*) et le travail employé au déplacement des molécules et à l'augmentation des mouvements des atomes à l'intérieur de la molécule (*travail intérieur de désagrégation*). Ce dernier travail a seul une valeur appréciable dans les gaz réels ; ce sont ses variations avec la température qui produisent plus particulièrement les changements des chaleurs spécifiques. L'auteur va plus loin et admet qu'il en est de même pour tous les corps, pourvu qu'ils soient suffisamment éloignés d'un changement d'état.

Il résulte immédiatement de là que les chaleurs spécifiques du mercure liquide et du cadmium solide ne doivent pas varier avec la température, si l'on admet que les molécules de ces corps à l'état liquide pour l'un, à l'état solide pour l'autre, sont monoatomiques comme à l'état de vapeur; il suffit pour cela de remarquer que dans ces conditions l'énergie intérieure de ces molécules ne peut être augmentée et, par suite, que le travail intérieur de désagrégation est égal à zéro. Mais l'expérience montre que, si la chaleur spécifique du mercure liquide reste très sensiblement indépendante de la température, elle décroît cependant légèrement. M. Sohncke rend compte de cette anomalie en remarquant que le travail extérieur de désagrégation (qui existe seul dans les corps à molécules monoatomiques) va en diminuant lorsque la température s'élève, les centres de gravité des molécules étant alors plus éloignés les uns des autres.

L. Marchis.

A. ABT. — Vergleichung einiger Stahlsorten untereinander, mit dem Nickel und dem Moraviczaer Magnetit bezüglich ihres remanent Magnetismus (Comparaison de quelques espèces d'acier entre elles, ainsi qu'avec le nickel et la magnétite de Moravicza au point de vue de leur magnétisme rémanent). — P. 116-120.

L'acier au tungstène prend une aimantation rémanente beaucoup plus grande que les aciers employés jusqu'ici pour les aimants permanents. Quant à la magnétite, elle ne l'emporte à ce point de vue que sur l'acier ordinaire, l'acier Bessemer et l'acier puddlé ; elle reste inférieure aux aciers de creuset raffinés et notamment à l'acier au tungstène.

H. Bagard.

K. WESENDONCK. — Einige Beobachtungen über das Leitvermögen der Flammengase (Quelques observations sur le pouvoir conducteur des gaz des flammes). — P. 121-135.

Plusieurs physiciens ont étudié, dans ces derniers temps, les circonstances dans lesquelles les gaz perdent leur électrisation ou la propriété de décharge des corps électrisés.

J.-J. Thomson (1) avait observé que l'air röntgénisé semble perdre

(1) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLII, p. 392; 1896.

toute trace de conductibilité, quand il est traversé par des gouttes d'eau ou quand on le fait filtrer à travers de la ouate et du coton de verre.

Mais des expériences, dirigées par lord Kelvin (1), ont montré qu'il est très difficile de décharger complètement les gaz. La filtration à travers la ouate est plus active que les gouttes d'eau, mais ne suffit pas pour obtenir la neutralisation.

Enfin Townsend (2) ayant constaté que les gaz nouvellement formés conservent une très grande partie de leur électricité, quand on les soumet à ces traitements, a émis cette opinion qu'il y a deux espèces de gaz électrisés, les uns perdant facilement leur charge, dans les circonstances précédentes (air röntgenisé), les autres difficilement (gaz nouvellement formés).

M. Wesendonck a étudié à ce point de vue les gaz issus des flammes. Il a constaté que la filtration à travers la ouate leur enlève facilement et complètement leur pouvoir conducteur.

Mais, ayant soumis ces gaz à l'action des gouttes d'un grand nombre de liquides (eau, mercure, acide sulfurique, permanganate de potasse, térébenthine, glycérine), il a observé qu'aucun de ces liquides n'était capable de produire le même effet.

Il mentionne particulièrement l'action très faible de la térébenthine dont la vapeur diminue considérablement le pouvoir conducteur de l'air rendu actif pàr les étincelles, d'après les expériences de Naccari (3).

Au contraire, l'acide sulfurique chaud diminue très considérablement le pouvoir conducteur des gaz des flammes, agissant dans la même proportion sur l'électricité positive et sur l'électricité négative.

Ces gaz conservent la propriété de décharger un électromètre après avoir parcouru de longs tubes métalliques. Cette propriété semble indépendante de leur degré d'humidité.

D. van GULIK. — Ueber die Ursache der von Branly entdeckten Widerstandsänderungen (Sur la cause des variations de résistance découvertes par Branly). — P. 136-145.

Discussion des diverses explications qui ont été proposées pour

(1) Lord Kelvin, *Nature*, LII, p. 609, § 10 ; 1896.
(2) Townsend, *Phil. Mag.*, XLV, p. 125 ; 1898.
(3) Naccari, *Atti di Torino*, XXV, p. 388 ; 1890.

expliquer le phénomène découvert par Branly et description d'expériences qui confirment la théorie du contact de Lodge.

H. Bagard.

E. DORN. — Einige Beobachtungen an Frittrohren (Quelques observations sur les tubes à limaille). — P. 146-161.

1. — L'auteur ayant recherché si les rayons X ont une influence sur la résistance de feuilles ou de fils métalliques a reconnu que la diminution de résistance observée est due non aux rayons X, mais à la décharge électrique qui leur donne naissance, et que le siège de cette variation de résistance est au contact des métaux ; l'effet disparaît quand on soude entre elles toutes les pièces métalliques du circuit.

2. — M. Dorn a étudié des tubes à limailles constitués avec différents métaux ; il a observé ce qui se passe quand on fait le vide dans ces tubes, en les échauffant en même temps pour les dessécher, puis quand on y laisse rentrer différents gaz.

Il semble résulter de ses expériences que ce sont les couches superficielles mauvaises conductrices des limailles qui opposent le plus grand obstacle au passage du courant.

Le platine, l'argent, le nickel, ne présentent qu'une faible résistance. Pour le cuivre et le zinc, la résistance croît d'abord avec le temps. Les ondes électriques ne produisent qu'une faible augmentation de conductibilité dans le cas de ces métaux.

Le gaz intérieur a une influence marquée ; ainsi, pour le platine, le vide produit un abaissement de résistance, en l'absence des ondes électriques.

L'aluminium se montre insensible à l'action des ondes électriques. Le fait peut s'expliquer d'après la théorie de Lodge, en admettant que la couche superficielle d'aluminium reste inaltérable, et ne peut être brisée par les ondes électriques pour livrer passage au métal. Il ne pourrait donc se produire de ponts conducteurs.

La rentrée de gaz tels que l'hydrogène et l'anhydride carbonique secs influe peu sur la résistance. L'air atmosphérique plus ou moins humide, produit, au contraire, une augmentation notable et rapide de la résistance en général. Ceci s'explique facilement dans la théorie de Lodge ; les petits ponts formés seraient très subtils et facilement attaquables par l'air.

En résumé, toutes les observations de l'auteur semblent confirmer la théorie de Lodge, alors qu'elles seraient difficilement explicables en admettant une simple modification du milieu dans lequel sont baignés les grains de limaille.

H. BAGARD.

O. NEOVIUS. — Ueber das vermuthliche Vorkommen eines bis jetzt unbekannten Stoffes in der Atmosphäre (Sur la présence probable dans l'atmosphère d'une substance inconnue jusqu'ici). — P. 162-169.

L'auteur étudie par la photographie les spectres de l'azote extrait de l'air, et préparé par la méthode classique du passage d'air dépourvu d'acide carbonique et de vapeur d'eau sur du cuivre au rouge; le spectre est produit par un spectrographe à prismes, et les électrodes du tube à décharge contenant l'azote *sous la pression atmosphérique* sont en cuivre. Des recherches préliminaires dans lesquelles, au moyen du même instrument, M. Neovius a produit les spectres de l'air et de l'oxygène, ont permis de séparer dans le cliché relatif au spectre de l'azote toutes les raies qui proviennent des électrodes.

Le spectre de l'azote étant obtenu, l'auteur remarque d'abord qu'il ne contient pas le spectre *rouge* de l'argon; un tel spectre ne peut être obtenu dans ces conditions. Mais la plupart des raies coïncident avec le spectre *bleu* de l'argon. En somme, les raies du spectre de l'azote peuvent se diviser en trois groupes.

Premier groupe. — Les raies les plus brillantes du spectre de l'argon pur coïncident avec des raies beaucoup plus faibles du spectre de l'azote; les raies de ce groupe sont donc celles de l'argon.

Deuxième groupe. — Les raies brillantes du spectre de l'azote coïncident avec des raies beaucoup plus faibles du spectre de l'argon; les raies de ce groupe sont donc celles de l'azote.

Troisième groupe. — Il existe dans le spectre de l'argon des raies de faible intensité qui coïncident avec des raies du spectre de l'azote, ces dernières ayant la même intensité ou seulement une intensité légèrement plus petite que les premières.

Selon M. Neovius, les raies de ce troisième groupe appartiennent à un *corps nouveau, qui se trouve dans l'air à peu près dans les mêmes proportions que l'argon.* Une seule des raies qui caractérisent ce corps coïncide avec une des raies caractéristiques du krypton; quant à la seule raie connue du spectre du néon, elle est en dehors des limites des recherches de M. Neovius.

L'auteur termine son mémoire en comparant les longueurs d'ondes, mesurées par Baly pour les bandes du spectre du métargon, avec les nombres donnés par Kayser pour les bandes du spectre du carbone; la coïncidence entre les deux séries de nombres est aussi complète que possible.

L. MARCHIS.

J. ZENNECK. — Ein Versuch mit kreisförmigen Klangplatten (Etude sur les plaques vibrantes circulaires). — P. 170.

L'auteur reprend et précise les expériences entreprises par Savart et étudiées théoriquement depuis par lord Rayleigh et M. Maltézos sur les vibrations des plaques circulaires. Il constate l'existence de deux systèmes de lignes diamétrales des nœuds parfaitement stables lorsque la plaque vibre sous l'action d'un archet, ou bien lorsqu'elle est abandonnée à elle-même. Il montre comment, en général, les lignes diamétrales des nœuds oscillent autour des positions stables, et il indique les lois qui régissent de pareilles oscillations. Ces phénomènes observés avec une plaque circulaire fixée en son centre se compliquent encore lorsque la plaque peut librement tourner autour d'un axe vertical; on observe alors non seulement un mouvement de rotation de la plaque, mais encore des oscillations. Tous ces phénomènes complexes ont été étudiés avec grand soin par l'auteur, qui termine son mémoire par un essai théorique encore bien imparfait.

L. MARCHIS.

Franz RICHARZ und Otto KRIGAR-MENZEL. — Gravitationsconstante und nittlere Dichtigkeit der Erde, bestimmt durch Wägungen (Constante de gravitation et densité moyenne de la terre déterminée par des pesées). — P. 177-193.

Les auteurs décrivent une « balance double » formée de deux séries de plateaux situés à 226 centimètres les uns des autres. Dans une première série d'expériences, les plateaux sont chargés de masses sensiblement égales disposées à droite et à gauche, mais à des hauteurs différentes; on écrit l'équation d'équilibre dans un sens; puis, lorsque les masses ont été changées de plateaux, comme dans la méthode des doubles pesées, on obtient les valeurs de g au niveau du plateau supérieur et au niveau du plateau inférieur.

Dans une deuxième série d'expériences, on fixe une masse de plomb, entre les plateaux; cette masse de plomb attire le plateau supérieur dans un sens et le plateau inférieur en sens contraire.

En opérant ainsi, les auteurs ont trouvé pour densité moyenne de la terre

$$\Delta = (5{,}505 + 0{,}009)\ \frac{\text{gr.}}{\text{cm}^3}.$$

L. Marchis.

Paul VOLKMANN. — Studien über die Oberflachenspannung des Wassers in engen Capillarröhren (Etudes sur la tension superficielle de l'eau dans des tubes capillaires étroits). — P. 194-206.

L'auteur a mesuré la tension superficielle de l'eau dans des tubes capillaires étroits faits de verres très différents, notamment des différents verres d'Iéna.

Le résultat positif de ces recherches est le suivant :

Dans les tubes capillaires fraîchement étirés et utilisés soit immédiatement, soit après conservation sous l'eau, la constante capillaire de l'eau (a^2) est d'environ $+$ 0,044 (mm²), et la tension superficielle est d'environ $+ 0{,}022 \left(\frac{\text{mgr.}}{\text{mm.}}\right)$ plus grande que ces mêmes quantités mesurées avec de vieux tubes larges, lavés à la potasse et bien nettoyés à l'eau.

L. Marchis.

F.-A. SCHULZE. — Ueber eine Methode zur Bestimmung der Wärmeleitung fester Körper (Sur une méthode de détermination de la conductibilité des corps solides). — P. 207-223.

Considérons un barreau de longueur suffisante à la température de l'air ambiant. A une distance de quelques centimètres (4 à 10 environ) d'une extrémité, un élément thermo-électrique est introduit dans un trou percé dans la barre. A l'instant $t = 0$, la surface terminale considérée est mouillée par un fort courant d'eau dont la température est θ_1 ; après t_1 secondes, l'élément thermo-électrique indique une variation de température figurée par un déplacement de n divisions sur l'échelle du galvanomètre; supposons qu'un même déplacement de n degrés se produise après t_2 secondes, quand la température du courant d'eau est égale à θ_2. La connaissance des valeurs θ_1,

θ_2, t_1, t_2 permet d'obtenir le coefficient de conductibilité thermométrique.

L. MARCHIS.

WILHELM HOFFMANN. — Bestimmung des Spannungscoefficienten und der Differenz des Ausdehnungscoefficienten und Spannungscoefficienten der Luft (Détermination pour l'air du coefficient de dilatation à volume constant et de la différence entre le coefficient de dilatation à pression constante et le coefficient de dilatation à volume constant). — P. 224-236.

On a employé deux thermomètres à air ayant la forme adoptée par Jolly, légèrement modifiés.

Les expériences ont lieu à 0° et 100°.

Les résultats sont les suivants :

Coefficient de dilatation à volume constant $= \alpha_p =$ 0,00366937.

Moyenne de $\alpha_v - \alpha_p =$ 0,00000123, α_v désignant le coefficient de dilatation à pression constante (pression de l'atmosphère) entre 0° et 100°.

L. MARCHIS.

U. BEHN. — Ueber die specisfiche Wärme einiger Metalle bei tiefen Temperaturen (Sur la chaleur spécifique de quelques métaux aux basses températures). — P. 237-244.

La méthode employée est la méthode des mélanges. Les métaux étudiés sont refroidis soit dans de l'air liquide (— 186°), soit dans un mélange d'acide carbonique solide et d'alcool (— 80°). L'auteur a vérifié par des expériences directes qu'au bout de soixante minutes le métal était bien à la même température que le bain refroidissant. Il s'est également préoccupé des gains de chaleur dans le transport du mélange réfrigérant au calorimètre.

Les expériences, qui ont porté sur un très grand nombre de métaux, ont conduit à la conclusion suivante :

La chaleur spécifique va *en diminuant* avec la température, et cette diminution est d'*autant plus grande* que la chaleur spécifique est elle-même *plus grande*.

L. MARCHIS.

J. STARK. — Ueber Stromverzweigung an Zwischenkörpen (Sur la distribution du courant entre deux électrodes). — P. 245.

L'auteur résume les travaux antérieurs ainsi que des recherches personnelles et montre comment on peut en expliquer simplement les résultats au moyen de considérations théoriques difficilement résumables. Ch. MAURAIN.

J.-A. ERSKINE. — Ueber die gegenseitige Wirkung zweier Stromkreise und ihre Anwendung auf die Bestimmung der Dielectricitätsconstanten (Sur l'influence réciproque de deux circuits; application à la détermination des constantes diélectriques des liquides). — P. 269.

Le principe de la méthode consiste à mesurer une capacité intercalée dans le circuit secondaire en la remplaçant par une capacité mesurable qui produise le même effet. Le circuit primaire comprend un condensateur chargé par une machine de Holtz ou de Voss, un micromètre à étincelles et une bobine; le secondaire, une bobine induite, une autre petite bobine dans laquelle on place une aiguille aimantée, et un condensateur de capacité C. On fait passer un nombre fixe de décharges (six), et on mesure la désaimantation de l'aiguille aimantée. Si on fait varier C, les autres conditions restant les mêmes, la désaimantation varie. La capacité étant constituée par un condensateur cylindrique à air, on observe une certaine désaimantation; on remplace alors ce condensateur par un condensateur à plateaux de Kohlrausch; on fait varier la distance des plateaux jusqu'à ce que la désaimantation observée soit la même que précédemment; on calcule la capacité d'après la distance des plateaux, et on a ainsi la capacité du condensateur cylindrique à air. On mesure de même la capacité du même condensateur après avoir placé un liquide entre les armatures. Le rapport des nombres trouvés dans le deuxième et le premier cas donne la constante diélectrique du liquide.

L'auteur discute d'abord les conditions théoriques du problème de manière à chercher les conditions les plus favorables aux expériences; il trouve ainsi que M^2 doit être faible par rapport à L_1L_2, pour qu'à une certaine variation de C corresponde une notable variation de l'amplitude du courant oscillant secondaire; il réalise ceci en plaçant la bobine induite non pas à l'intérieur de la bobine inductrice, mais sur le prolongement de celle-ci.

L'amortissement doit être sensiblement le même dans les deux expériences de comparaison, ce qui empêche d'appliquer la méthode à des liquides absorbants.

L'auteur renvoie pour les détails sur l'emploi de l'aiguille aimantée comme « indicateur » du courant secondaire à un travail antérieur [1]; il obtient une aimantation assez forte de ces petites aiguilles (longueur : 1 centimètre environ), en les plaçant entre deux fils de fer qui diminuent énormément le champ démagnétisant.

Voici les résultats obtenus :

Substances.	Poids spécifique.	Température.	Constante diélectique.
Benzine	0,873	19°	2,27
Xylène (vieux)	0,857	18°	2,37
Xylène (réc. pr.)	0,851	19°,5	2,35
Toluène	0,858	18°	2,38
Cymol	0,852	21°	2,23
Pétrole	0,789	18°,5	2,03
Sulfure de carbone	1,259	21°	2,58
Essence de térébenthine commerciale	»	20°	2,28
Essence de térébenthine droite.	0,853	22°	2,29
Essence de térébenthine gauche.	0,857	22°	2,26

Ch. Maurain.

E. ASCHKINASS. — Theoretisches und Experimentelles über den Cohärer (Recherches théoriques et expérimentales sur le cohärer). — P. 284.

Après avoir passé en revue les principaux travaux relatifs à cette question et rappelé qu'il a trouvé le phénomène fondamental indépendamment de M. Branly quelques années après lui [2], l'auteur discute les différentes explications qui en ont été proposées en exposant, à propos de chacune d'elles, ses propres expériences. Il trouve ces explications peu satisfaisantes.

On a d'abord pensé, d'après Lodge, à l'action de petites étincelles produites, sous l'influence de la décharge extérieure, entre les particules métalliques; ces petites étincelles pourraient soit améliorer les contacts en changeant la position des particules, soit établir

(1) E. Branly, *C. R. de l'Acad. des Sc.*, t. CXI, p. 785; 1890; — E. Aschkinass, *Verh. d. Phys. gesellsh. zu Berlin*, Jahrg. XIII, p. 103; 1894.

(2) J.-A. Erskine, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 145; 1897; — *Journal de physique*, 3e série, t. VII, p. 112; 1898.

entre elles des communications par les poussières métalliques arrachées aux particules. Or M. Branly (1) a observé, dans quelques expériences faites avec du verre platiné, une augmentation de résistance sous l'action des décharges extérieures (dans d'autres expériences, la résistance du dépôt de platine n'était pas modifiée); avec du bioxyde de plomb il obtenait dans tous les cas une augmentation de résistance; M. Aschkinass trouve un autre corps, le sulfure de cuivre, donnant lieu au même phénomène. Ces faits lui semblent ne pas s'accorder avec l'explication de Lodge, non plus qu'avec celle d'Auerbach (2) qui fait intervenir des vibrations mécaniques et une sorte de force d'adhésion maintenant de nouvelles positions d'équilibre pour lesquelles le contact serait meilleur.

Une autre objection à l'explication de Lodge provient de ce que le phénomène n'est pas modifié quand on place le « cohärer » dans un espace où on a fait un vide suffisant pour que les décharges électriques ne passent plus.

On pourrait songer à expliquer l'augmentation de résistance observée avec le bioxyde de plomb par exemple, par une action chimique superficielle, produite à la faveur de l'élévation de température due aux étincelles; le bioxyde de plomb se transforme, en effet, sous l'action de la chaleur, en minium, qui est moins bon conducteur que lui; mais M. Aschkinass montre, par des expériences directes, qu'il faut une élévation de température considérable et de longue durée pour produire une variation notable de la résistance, effet qu'on ne peut guère attribuer aux étincelles.

L'action fondamentale observée dans le cohärer, c'est-à-dire une diminution de la résistance, pourrait encore s'expliquer par la destruction de la couche mauvaise conductrice d'oxyde qui se trouve à la surface des particules métalliques; on ne doit pas alors pouvoir obtenir cette action avec des métaux non altérables; en effet l'auteur n'a obtenu aucune variation, sous l'influence des décharges, dans la résistance de poudres d'argent ou de platine; mais, d'autre part, il obtient un bon cohärer avec de la limaille de cuivre dont la surface venait d'être bien purifiée par immersion dans l'alcool méthylique après chauffage au rouge; de plus, il a construit un cohärer au moyen de deux pièces de cuivre dont les surfaces sont amenées très

(1) E. Branly, *Lum. El.*, t. XL, p. 511; 1891.

(2) Auerbach, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 611; 1898; — *Journal de physique*, 3e série, t. VII, p. 439; 1898.

près l'une de l'autre; dans l'air, ces surfaces paraissent nettement oxydées; mais on ne saurait attribuer à cette couche d'oxyde un rôle prépondérant; car l'effet était exactement le même quand les deux pièces de cuivre étaient maintenues dans de l'alcool méthylique où on les avait plongées aussitôt après les avoir chauffées.

M. Aschkinass décrit ensuite quelques expériences montrant que les gaz qui peuvent se trouver condensés à la surface du métal ne jouent aucun rôle dans le phénomène.

Il étudie ensuite, après plusieurs physiciens (1), l'influence d'une élévation de température : le cohärer fonctionne aussi bien à une température plus élevée que la température ambiante qu'à cette température même; l'effet d'une élévation de température suffisante est de ramener, comme le ferait un choc, le cohärer à son état primitif, lorsqu'il a été impressionné par une décharge; c'est d'ailleurs seulement l'amplitude de la variation de température qui importe : supposons que la température ambiante étant t_0, une élévation de température jusqu'à $t_1 > t_0$ soit insuffisante pour ramener le cohärer à son état primitif; on pourra obtenir cet effet en le refroidissant d'abord à $t_2 < t_0$, pourvu que l'intervalle $t_1 - t_2$ soit suffisant.

Dans des expériences faites avec un cohärer formé de petites lamelles d'étain, M. Aschkinass a observé que l'action des étincelles ne se produit que si la force électromotrice existant dans le circuit du cohärer est supérieure à une certaine valeur.

M. Aschkinass rappelle enfin que M. Branly a montré la production d'une action analogue à celle des étincelles sous l'action de chocs faibles et répétés, un choc trop fort ramenant, au contraire, la résistance de la limaille métallique à sa valeur primitive, et indique des expériences analogues de MM. Auerbach et Drude, et de lui-même. Il resterait à préciser, par l'expérience, les différences et les analogies entre le mode d'action des ondes électriques et celui des ondes acoustiques. Ch. Maurain.

K. WAITZ. — Wirkung eines Spaltes auf Hertzs'che Wellen (Action d'une fente sur les ondes hertziennes). — P. 308.

Ce travail est une extension des résultats obtenus par M. Latrille. On a vu en particulier que si, entre un excitateur et un résonateur, on

(1) Voir Leppin, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 888; 1898; — *Journal de physique*, 3e série, t. VII, p. 787; 1898.

place une fente normale à l'axe de l'excitateur, l'énergie électrique reçue par le résonateur augmentait avec la longueur de la fente; l'auteur a montré que cette énergie passait par des maxima et des minima, quand on faisait croître la *longueur* de la fente.

Il explique ce fait en admettant que, sur les bords de la lame, il se forme une onde stationnaire qui est déterminée par les dimensions de la fente; elle produit son effet maximum quand la longueur de la fente est égale à la longueur d'onde du résonateur, un minimum sensiblement nul quand elle a une longueur double, ce qui correspondrait à un nœud des deux ondes stationnaires au milieu de la fente, c'est-à-dire au voisinage de la région où le résonateur est placé.

D'après cette explication et dans le dernier cas, le résonateur doit indiquer une onde plus intense quand on le déplace vers le $\frac{1}{4}$ de la longueur totale de la fente, c'est-à-dire vers un ventre de l'onde stationnaire.

L'expérience confirme cette conclusion; de plus, quand on jette un pont vers le $\frac{1}{4}$ de la longueur de la fente, on annule l'action; si on jette le pont vers la moitié, l'action ne change pas.

Une surface métallique percée d'une fente a aussi pour effet de supprimer les actions perturbatrices de la bobine de Ruhmkorff; le résonateur employé était le résonateur rectangulaire avec électromètre à quadrants de Bjerkness.

R. Swyngedauw.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Electrische und thermische Messungen an Entladungsröhren (Mesures électriques et thermiques avec des tubes à décharge). — P. 314.

On se demande d'abord si, en faisant traverser un tube à vide par le courant d'une batterie d'accumulateurs à haute tension ou par le courant d'une machine à influence, on obtient des résultats comparables entre eux.

En mesurant le potentiel V en différents points du tube à décharge à Az et dans *la région de lumière positive* (positive Lichsaüle) par des sondes convenables en platine réunies à un électromètre à qua-

(1) *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 408; 1898; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 560; 1898.

drants et la distance e de deux sondes consécutives, on peut évaluer les gradients du potentiel (potentialgradient) $\frac{V}{e}$ en diverses régions du tube.

On obtient des résultats identiques avec une batterie d'accumulateurs de 1.000 éléments et une machine de Tœpler à 20 plateaux, les légères différences observées sont imputables aux variations inévitables du courant de la machine à influence.

On peut déduire le gradient du potentiel dans un tube par des mesures calorimétriques, en écrivant que le travail produit par la chute d'une quantité d'électricité q de V volts se convertit intégralement en chaleur; on obtient ainsi des résultats entièrement comparables à ceux fournis par la méthode électrométrique.

Le gradient du potentiel dans un gaz de pression donnée, déduit par l'une ou l'autre de ces méthodes, est sensiblement indépendant de la largeur du tube et de la forme de la décharge.

En éclairant les sondes et l'espace qu'elles comprennent par la lumière ultra-violette, au travers de la fenêtre de quartz d'un tube à vide, on n'observe pas de variation du gradient (une variation de $\frac{1}{100}$ aurait été visible).

On sait, par des recherches antérieures de E. Wiedemann, que, dans un tube à décharge à pression suffisamment faible, le dégagegement de chaleur est très variable, quand on va de la cathode à l'anode; il est très intense à la cathode, diminue et passe par un minimum dans l'espace obscur, puis augmente de nouveau et atteint un maximum dans la première couche brillante qui suit l'espace obscur (Glimmlicht), diminue ensuite pour augmenter de nouveau dans la lumière positive.

Le gradient du potentiel varie suivant une loi toute différente ; il passe par un minimum dans la couche brillante (Glimmlicht) ; des mesures sont faites sur le même tube.

Si donc, dans la lumière positive, le dégagement de chaleur provient uniquement du travail électrique qui s'effectue dans cette région, dans la première couche brillante (Glimmlicht) le dégagement de chaleur est plus grand que celui qui correspond au travail électrique consommé en cette région ; il provient, en outre, de l'absorption des rayons émis par la cathode.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XX, p. 777 ; 1883.

Le rôle de soupape électrique des tubes à décharge avec entonnoir ne s'observe que dans les décharges discontinues.

Avec le miroir tournant on a observé que la partie du tube à entonnoir contigüe à l'anode est lumineuse avant les parties plus voisines de la cathode, comme si la décharge lumineuse se propageait de l'anode à la cathode avec une vitesse de 200 mètres par seconde; cette propagation n'est pas vraisemblable, car il y a toujours de la lumière au voisinage de l'entonnoir.

Au moyen d'un électro-aimant convenablement placé, on rétrécit le diamètre de colonne lumineuse positive, et ce rétrécissement produit une augmentation du potentiel explosif.

R. Swyngedauw.

K. WESENDONCK. — Ueber Spitzenentladung durch schnell alternirende electrische Ströme (Sur la décharge par les pointes avec des courants alternatifs à haute fréquence). — P. 341.

Une plaque métallique placée devant une pointe chargée par des courants alternatifs à haute fréquence (courants de Tesla ou autres) se charge toujours positivement.

On a répété ces expériences en lançant le courant de décharge d'une bouteille de Leyde, chargée par une machine de Voss, à travers un excitateur et un fil dont l'extrémité est au sol; ce fil porte une pointe en face de laquelle on place une plaque métallique en communication avec un électroscope à feuilles d'or.

Si on augmente la self-induction du fil de façon à rendre le courant de décharge oscillatoire et faiblement amorti, on observe l'effet cité précédemment; en diminuant la self-induction, on peut obtenir des charges de l'électroscope variables avec le signe de l'électrisation du pôle isolé de l'excitateur.

Certains résultats sont néanmoins incertains.

R. Swyngedauw.

R. STRAUBEL. — Ueber einen Abbildungsfehler beim Prism (Sur un défaut de représentation par le prisme). — P. 346-349.

Un petit objet plan, situé dans un plan parallèle aux arêtes d'un prisme, donne, par réfraction, une image nette et plane, si les rayons qui forment l'image traversent le prisme au voisinage du minimum

de déviation. Mais il n'y a pas symétrie entre les rayons qui ont traversé le prisme près de l'arête et ceux qui l'ont traversé près de la base ; il en résulte que le plan de l'image n'a pas la même inclinaison sur le faisceau réfléchi que le plan de l'objet sur le faisceau incident. Cette remarque, facile à vérifier sur un goniomètre où l'on mettrait la fente du collimateur dans une direction perpendiculaire à sa direction ordinaire, suffit à expliquer diverses particularités que présente l'observation au dilatomètre de Abbe.

R. STRAUBEL. — Ein Beleuchtungsapparat für monochromatisches Licht mit festen Spalten (Eclairement en lumière monochromatique avec des fentes fixes). — P. 350-352.

Dans un spectroscope, une fente mince mise à la place du réticule de la lunette donne un éclairement monochromatique.

Pour faire varier à volonté la couleur *sans toucher au réglage du spectroscope*, ce qui est souvent commode, on peut placer sur le trajet des rayons, avant ou après l'appareil dispersif, un appareil formé de deux prismes aigus égaux, accolés par une face, et qui peuvent tourner dans ce plan commun (prismes de diasporamètre).

B. Brunhes.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

T. LXI (*suite*).

J.-A. FLEMING et J. DEWAR. — On the Dielectric constants of certain frozen Electrolytes at and above the Temperature of Liquid air (p. 299 et p. 368) ; — of pure ice glycerin, etc. (p. 316) ; — of certain organic bodies (p. 358) ; — of metallic oxides dissolved or suspended in Ice cooled (p. 368) (Constantes diélectriques d'électrolytes congelés, de la glace pure, de la glycérine, de divers corps organiques, d'oxydes métalliques dissous ou en suspension dans de la glace, à la température de l'air liquide et au-dessus).

Voici quelques-uns des résultats de ce bel ensemble de recherches :

A la température de l'air liquide, la glace, la glycérine, tous les corps organiques qui ont une constante diélectrique énorme à la

température ordinaire, n'ont plus qu'une constante comprise entre 2 et 3, et normale.

Glace pure.

T.	K.
— 200°,0	2,43
— 197°,2	2.42
— 175°,0	2,43
— 144°,7	3,94
— 114°,0	9,60
— 87°,4	29,0
— 63°,8	46,8
— 39°,2	58,9
— 10°,2	67,8

Entre — 200° et — 40°, la constante de la glycérine varie de 3,21 à 60; celle de la nitrobenzine seulement de 2,61 à 3,40; celle de l'éthylène dibromé de 2,72 à 2,98; celle du chlorure de sodium à 10 0/0, de 2,87 à 65,60 entre — 198° et 92°; celle de l'hydrate de potassium à 10 0/0, varie de 63,0 pour — 204°, à 272 pour — 117°,4; à plus haute température, les mêmes deviennent impossibles à cause de la conductibilité. La conductibilité des électrolytes diminue beaucoup quand la température s'abaisse; elle serait probablement nulle au zéro absolu. A cette température, les constantes diélectriques différeraient peu, semble-t-il, du carré de l'indice déduit de la formule de Cauchy.

La présence, dans la glace refroidie à la température de l'air liquide, d'hydrate de cœsium, d'hydrate de lithium, d'oxyde de bismuth, d'oxyde d'aluminium, de soufre ou d'or finement divisé, produit une variation faible ou nulle dans son pouvoir diélectrique.

La présence d'une quantité approximativement égale des hydrates de potassium, sodium, rubidium ou des oxydes de cuivre, de fer ou de plomb, produit au contraire un grand accroissement du pouvoir diélectrique de la glace à cette basse température.

Les sels employés par les auteurs peuvent, en définitive, être divisés en trois classes principales :

1° Ceux qui, ajoutés à l'eau dans les proportions de 5 à 50 0/0, *n'affectent pas beaucoup la constante diélectrique* de l'eau congelée et qui, à la température de l'air liquide, ont des constantes diélectriques peu éloignées de 2,5. Tels sont le carbonate acide de sodium, le sulfate acide de sodium, le bichromate de potassium, les chlorures de sodium et de baryum, l'iodure de potassium, etc. Cette classe comprend les sels acides et les sels halogènes;

2° Ceux qui, ajoutés à l'eau dans les proportions de 5 à 50 0/0, *élèvent un peu la constante diélectrique* de l'eau et produisent des électrolytes congelés ayant, à la température de l'air liquide, des constantes diélectriques comprises entre 3 et 10, celle de la glace pure à la même température étant 2,5. Tels sont le chromate de potassium, le sulfate de sodium, l'acétate de sodium, l'alun, l'azotate de plomb. Ce sont des sels fortement oxygénés;

3° Ceux qui, ajoutés à l'eau dans les proportions de 5 à 50 0/0, produisent des électrolytes qui, congelés, ont *des constantes diélectriques considérablement plus grandes* que celle de la glace pure à la température de l'air liquide, c'est-à-dire des valeurs comprises entre 30 et 70. Tels sont : le carbonate, le biborate, l'hyposulfite et le silicate de sodium, le phosphate disodique, le ferrocyanure de potassium.

L'étude des courbes paraît mettre en évidence que, à part quelques exceptions, tous les électrolytes congelés auraient, s'ils étaient amenés à une température peu éloignée du zéro absolu, des constantes diélectriques approximativement égales et réduites à une valeur comprise entre 2 et 3. En même temps la résistivité électrique tendrait à devenir infinie.

O. LODGE et B. DAVIES. — Further Note on the Influence of a Magnetic Field on Radiation Frequency (Note sur l'influence d'un champ magnétique sur la fréquence de la radiation). — P. 413.

Les auteurs ont étudié le phénomène de Zeeman avec un réseau de Rowland contenant 14.438 traits par pouce. Avec un champ suffisant, ils ont pu non seulement doubler les raies, mais obtenir un triplet et un quadruplet.

W.-J. RUSSELL. — On the Action exerted by certain Metals and other Substances, on a Photographic Plate (Sur l'action exercée par certains métaux et autres substances sur une plaque photographique). — P. 424.

L'auteur a répété les expériences de Becquerel et Colson sur l'action des sels d'uranium, du zinc et du cadmium sur les plaques photographiques. Les métaux suivants peuvent également impressionner les plaques photographiques dans l'obscurité absolue: mercure, magnésium, cadmium, zinc, nickel, aluminium, alliage de Wood, plomb, bismuth, étain, cobalt et antimoine.

Le mercure est, selon l'auteur, le métal qui agit le plus activement, l'antimoine est le corps qui agit le moins. L'auteur laisse indécise la question de savoir si ces actions sont dues aux vapeurs émises par les substances ou à des radiations particulières.

J.-N. LOCKYER. — Further Observations of enhauced Lines (Observations de raies rehaussées). — P. 441.

L'auteur a photographié les spectres de certains métaux dans l'arc électrique, déterminé le nombre des raies rehaussées et comparé ces raies avec celles de la chromosphère et de certaines étoiles.

Les raies rehaussées du magnésium (4481,3) et du calcium (H et K) restent faiblement visibles dans les étoiles les plus chaudes, tandis que les raies du fer disparaissent entièrement dans ces étoiles. Ces raies du fer sont plus minces que celles du magnésium et du calcium dans les étoiles dont la température se rapproche des températures les plus élevées.

Dans la chromosphère il y a des raies très rehaussées; ces raies manquent dans le spectre de Frauenhofer. C'est ce qui différencie nettement ces deux spectres.

E.-H. GRIFFITHS. — Note on recent Investigations on the Mechanical Equivalent of Heat (Recherches récentes sur l'équivalent mécanique de la chaleur). — P. 479.

Il résulte de la comparaison entre les thermomètres de M. Rowland et les thermomètres étalons du Bureau international, que les courbes de MM. Griffiths et Rowland représentant la variation de la chaleur spécifique avec la température sont presque identiques. Les différences entre les courbes de MM. Griffiths et Rowland, d'une part, et celles de MM. Schuster et Gannon, d'autre part, — ces dernières obtenues par des méthodes électriques — ne proviennent pas d'un défaut dans la méthode, mais probablement d'une erreur commise dans la mesure des résistances électriques ou des forces électromotrices.

Il résulte de toutes les mesures que l'on peut actuellement utiliser les résultats récemment publiés par M. Reynolds sur la capacité calorifique de l'eau entre 0° et 100° C. D'après les résultats corrigés de Rowland, la chaleur spécifique moyenne entre 0° et 100° est sensiblement égale à la chaleur spécifique à 19°.

S.-P. THOMPSON. — Cathode Rays and some analogous Rays (Rayons cathodiques et autres rayons analogues). — P. 481.

L'étendue de l'ombre cathodique d'un objet dépend de son état électrique, comme l'a montré Crookes (1). S'il est électrisé négativement, l'ombre se dilate; s'il est électrisé positivement, l'ombre se contracte. L'élargissement ou la contraction sont d'autant plus forts que le degré du vide dans le tube est plus élevé. Pour un objet étroit électrisé positivement, la contraction peut être telle que les bords lumineux se rapprochent, se superposent, puis se recouvrent de façon à produire une tache brillante au lieu d'une ombre. La dilatation et la contraction ne sont pas égales. Elles dépendent, en outre, de la nature conductrice ou non conductrice de la surface de l'objet électrisé. Le phénomène de clapotement que l'on observe lorsque le faisceau cathodique frappe les parois d'un tube de Crookes est dû à la déflection électrostatique des rayons par le verre électrisé.

Lorsque des rayons cathodiques tombent sur une anticathode antérieure, cette dernière émet des rayons qui jouissent des propriétés suivantes : ils excitent la fluorescence du verre; ils produisent une ombre derrière les objets; ils sont déviés magnétiquement et électrostatiquement. Mais ils ne donnent plus naissance à des rayons Röntgen, lorsqu'ils tombent sur le verre. Ils ne suivent pas les lois de la réflexion spéculaire ni de la réflexion diffuse; mais ils sont émis de la surface anticathodique suivant une loi anormale rappelant celle des rayons Röntgen. L'auteur appelle ces radiations : rayons *paracathodiques;* elles peuvent être émises soit par une anticathode, soit par une surface neutre.

Si des rayons cathodiques ordinaires tombent sur un écran perforé électrisé négativement, ou passent à travers une cathode tubulaire, il émerge de nouveaux rayons appelés *diacathodiques* qui diffèrent des rayons ortho ou paracathodiques. Ils sont constitués par un cône bleu pâle, non dévié par l'aimant; ils ne produisent pas la fluorescence ordinaire du verre, mais une fluorescence orange (pour le verre à la soude). Ils forment des ombres qui ne varient pas lorsque les objets sont électrisés.

---

(1) *Philos. Trans.*, 1879, Part. II, p. 648.

Lord KELVIN, M. MACLEAN et A. GALT. — Electrification of Air, of Vapour of Water and of other Gases (Electrisation de l'air, de la vapeur d'eau et d'autres gaz). — P. 483.

Le présent mémoire donne la description complète d'une longue série d'expériences poursuivies pendant trois ans et dont les premières avaient été communiquées à la Société Royale ([1]). Les auteurs avaient montré que l'air s'électrise lorsqu'on y fait tomber des gouttes d'eau. Ils ont mesuré cette électrisation par trois méthodes :

1° Observation de l'état d'électrisation d'une substance recevant une quantité d'électricité égale et de signe contraire à celle prise par l'air ;

2° Observation de l'électrisation d'un vase métallique isolé dans lequel on introduit de l'air électrisé ou dont on en retire ;

3° Observation de l'électricité prise à l'air par le filtre électrique.

La première méthode a été employée dans les expériences déjà décrites. Elle a montré que l'air et d'autres gaz s'électrisent lorsqu'on les fait barboter à travers de l'eau ou à travers des solutions salines, acides ou alcalines. L'électrisation de l'air ayant barboté dans l'eau pure est négative.

La deuxième méthode a permis de déterminer, en valeur absolue, la quantité totale d'électricité produite dans une masse donnée d'air électrisé, et aussi la plus grande électrisation qui puisse être communiquée à une grande quantité d'air par des pointes reliées à une machine électrostatique. Dans l'air, les auteur sont trouvé $3,7 \times 10^{-4}$ unités électrostatiques C. G. S. par centimètre cube comme densité électrique maximum ; mais, avec une flamme d'hydrogène électrisée ils ont trouvé une densité de 32×10^{-4} unités C. G. S. dans l'air.

La troisième méthode n'a pas donné de très bons résultats.

J.-G. LEATHEM. — On the Theory of the Magneto-optic Phenomena of iron, Nickel and Cobalt (Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques dans le fer, le nickel et le cobalt). — P. 487.

L'auteur établit les équations fondamentales des phénomènes magnéto-optiques d'après les indications données par M. Larmor ([2]).

([1]) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 557 ; 1896.
([2]) *Brit. Assoc. Report*, 1893.

Il compare ensuite ses résultats avec les valeurs expérimentales obtenues par MM. Sissingh et Zeeman pour la phase m et l'amplitude μ, de la « composante magnéto-optique », pour des angles d'incidence variables. Voici quelques-uns des résultats :

Angle d'incidence.	Valeur de m observée.	Valeur de m calculée.
86° 0′	209° 26′	272° 35′ — x
82° 30′	204° 22′	265° 19′ — x
76° 30′	194° 49′	256° 31′ — x
71° 25′	190° 3′	251° 13′ — x
61° 30′	181° 49′	244° 18′ — x
51° 22′	179° 0′	239° 48′ — x
36° 10′	174° 9′	235° 27′ — x

Si l'on suppose que x vaut environ 62°, l'accord entre la théorie et l'expérience est remarquable.

Si l'on suppose que C_0 (vitesse de la radiation) est donnée par la formule

$$- C_0 = 7{,}283 \times 10^{-11},$$

les rapports entre les valeurs calculées et observées de μ pour les angles d'incidence ci-dessus, sont : 1,13, 0,96, 0,99, 0,97, 1,01, 1,03 et 0,97. L'accord est donc suffisant pour les amplitudes.

Pour le nickel, l'accord est un peu moins bon, mais pour le cobalt, il est tout à fait satisfaisant, surtout pour les amplitudes.

La théorie prévoit également le même résultat que celui trouvé par expérience pour la valeur de la composante de l'aimantation perpendiculaire au plan d'incidence.

René Paillot.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

JANVIER 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

JANVIER 1899.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. [illegible]

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — FÉVRIER 1899.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

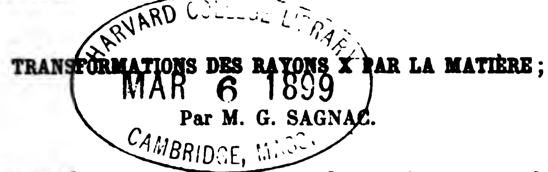
On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



TRANSFORMATIONS DES RAYONS X PAR LA MATIÈRE;

Par M. G. SAGNAC.

Un faisceau de rayons X traverse la matière sans dévier de la ligne droite ([1]). Mais chaque élément de matière situé sur le trajet du faisceau émet en tous sens ce que j'ai appelé des *rayons secondaires S;* les rayons secondaires se disséminent à leur tour sur la matière en donnant naissance à des *rayons tertiaires T.* Les dénominations tertiaires, secondaires, etc., rappellent bien les modes de production successifs des rayons disséminés. D'ailleurs, les rayons secondaires, tertiaires, etc., tout en possédant les caractères fondamentaux des rayons X, forment une succession de rayons de plus en plus différents des rayons X *primaires*, dont ils constituent des *transformations de plus en plus profondes.* Souvent ce sont des *rayons nouveaux*, très différents de tous les rayons X jusqu'ici émis par les tubes à vide.

Avant la publication de mes expériences sur les transformations des rayons X par la matière, on avait parfois constaté que des corps frappés par les rayons X les disséminaient. Mais on ignorait l'action électrique des rayons disséminés, et l'on n'avait que des notions fort vagues sur leur propagation à distance et surtout sur leur nature. Certains observateurs croyaient que les corps polis réfléchissaient régulièrement les rayons X. D'autres voyaient bien là une dissémination; mais plusieurs, généralisant à tort quelques cas particuliers, et notamment un résultat remarquable de Winkelmann et Straubel relatif au spath-fluor, croyaient avoir affaire à des rayons lumineux ultra-violets; la plupart, et, parmi eux, Röntgen, considéraient que les corps renvoient les rayons X sans altérer leur nature. Röntgen, dans son dernier mémoire, s'est posé la question de savoir si le phénomène est analogue à la réflexion diffuse ou à la fluorescence, mais sans pouvoir la résoudre ([2]).

([1]) Les *résultats positifs* souvent annoncés relativement à la déviation des rayons X ne sont que des illusions dues à la formation des pénombres et aux propriétés des couches sensibles photographiques (Voir G. Sagnac, *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 169; 1897; — et *Bulletin de la Société Française de Physique*).

([2]) Voici le passage où il le déclare : « Die Frage, ob die von den bestrahlten Körpern ausgehenden Strahlen derselben Art sind wie die auffallenden oder, mit anderen Worten, ob eine diffuse Reflexion oder ein der Fluorescenz ähnlicher

J'exposerai succinctement dans cet article :

Les *analogies* étroites des rayons S et des rayons X, les caractères qui les différencient des rayons ultra-violets actuellement connus; les *différences* tantôt faibles, tantôt très profondes entre les rayons S et les rayons X primaires; comment la *nature des divers rayons S* dépend de leur mode de production et comment les *intensités relatives* de leurs effets dépendent de la nature du récepteur qui les enregistre; le mode de production des *rayons S par transmission*, leur *émission* par les corps opaques *dans une couche superficielle* parfois très mince; l'intervention des rayons S dans des *phénomènes anomaux* jusqu'alors inconnus : *influence de la distance* entre le récepteur et un obstacle sur la transparence apparente de l'obstacle pour les rayons X, *influence de l'ordre* d'un système d'obstacles sur la transparence apparente du système; l'application de l'action électrique des rayons S au *mécanisme de la décharge* des conducteurs électrisés frappés par les rayons X; enfin l'*émission des rayons tertiaires* et les conséquences qui me paraissent résulter de tous ces phénomènes, en ce qui concerne la *nature des rayons X.*

1. *L'action des rayons secondaires sur chacun des trois récepteurs :* écran luminescent au platinocyanure de baryum, plaque ou pellicule photographique, électroscope, employés pour reconnaître les rayons X, se démontre en protégeant l'écran luminescent ou la couche photographique *ee* (*fig.* 1), ou bien l'électroscope C (*fig.* 2), par un écran de plomb EE, contre les rayons X directs.

L'écran *ee* (*fig.* 1) s'illumine nettement dès qu'on expose en MM, aux rayons X issus d'un tube focus, une *matière quelconque.* La couche photographique *ee* est impressionnée, en quelques minutes par exemple, par les rayons secondaires S émis par une lame MM d'un métal lourd tel que le cuivre, le zinc. Les rayons secondaires S de tels métaux déchargent très rapidement l'électroscope (*fig.* 2); ils font disparaître, par exemple, en une seconde, une grande déviation de la feuille d'or *f*; dans cette expérience, les

---

Vorgang die Ursache dieser Strahlen ist, habe ich noch nicht entscheiden können » (RÖNTGEN, 3e mémoire, *Wiedemann's Annalen*, t. LXIV, p. 19-20).

Mes premiers résultats, relatifs à la transformation des rayons X, datent de décembre 1896. Je les ai publiés aux *Comptes Rendus* du 19 et du 26 juillet 1897, aussitôt que j'ai eu connaissance du mémoire de Rontgen par sa publication dans *l'Eclairage électrique* du 17 juillet 1897. Mes autres notes aux *Comptes Rendus* datent du 6 décembre 1897 ; du 3 janvier, du 7 février, du 14 février, du 21 mars et du 4 juillet 1898.

rayons S pénètrent dans la cage de l'électroscope à travers une mince feuille *aa* en aluminium battu, qui empêche les lignes de force issues de *f* de sortir de l'électroscope.

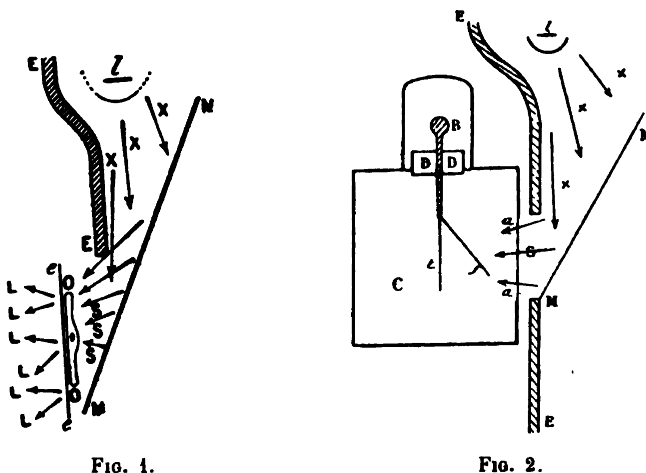


Fig. 1. Fig. 2.

Avec des corps relativement légers et transparents, tels que l'aluminium, le soufre, l'ébonite, la paraffine, on produit des rayons secondaires illuminant l'écran au platinocyanure de baryum avec une intensité inférieure, mais comparable à celle que produisent les rayons S des corps lourds; au contraire, l'action photographique et l'action électrique se manifestent bien plus lentement avec les corps légers qu'avec les corps lourds. Cette différence entre les corps légers et les corps lourds est surtout grande quand les rayons X excitateurs, issus du tube focus, sont peu pénétrants. Elle s'atténue à mesure que l'on utilise un tube à rayons X fonctionnant de plus en plus *durement* (¹).

2. *Analogies des rayons S et des rayons X.* — L'action électrique à travers l'aluminium caractérise les rayons S comme voisins des rayons X incidents. Les trois modes d'action distinguent d'ailleurs les rayons S des rayons ultra-violets connus, car ces actions s'exercent encore à travers une feuille d'aluminium ou de papier noir.

(¹) Les expériences qui suivent ont été faites en excitant des tubes focus à l'aide d'une bobine de Ruhmkorff à interrupteur de Deprez, sans intercaler d'étincelle sur le circuit secondaire.

L'action photographique des rayons S permet de justifier l'expression de *rayon* et de démontrer que *les rayons S se propagent très exactement en ligne droite* et sont émis *en tous sens* autour des points de la matière frappés par les rayons X.

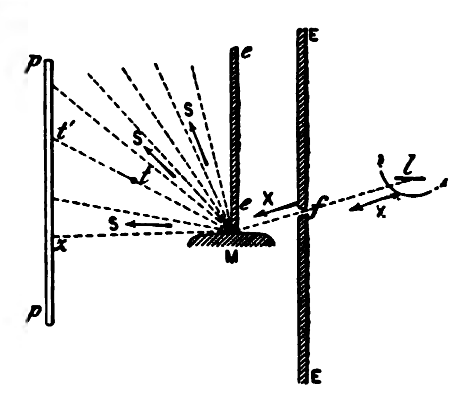


Fig. 3.

Dans l'expérience représentée par la *fig*. 3, la surface métallique M reçoit de la lame focus *l* un pinceau de rayons X défini par la fente *f* de l'écran de plomb EE et, en outre, pour plus de précautions, par le bord inférieur de l'écran de plomb *ee*, très voisin de la surface M. La plaque photographique n'enregistre pas de faisceau réfléchi, même si la surface M est formée par un *bain de mercure* bien immobile et si l'incidence des rayons X est portée à 75°. Mais, de la région de M située près du bord inférieur de *ee* s'éparpillent *en tous sens* des rayons S qui projettent en *t' l'ombre d'une tige* opaque *t* (aiguille) et impressionnent la plaque *pp* jusqu'à une *ligne droite z*. Cette dernière particularité se constate, avec quelques minutes de pose seulement, si l'on expose aux rayons X toute la surface d'un petit miroir métallique M bien plan de quelques centimètres carrés de surface (*fig*. 4); l'impression photographique est toujours limitée sur la plaque *pp* à une ligne *z* nette et rectiligne, quelle que soit l'orientation de la surface *pp* et située dans le plan du miroir; il y a donc une *nappe plane* Z de rayons rectilignes S envoyés par la tranche du miroir M. A ce point de vue, l'émission secondaire du miroir M est comparable à l'émission des rayons X primaires par la lame focus *l*.

Un *prisme* mince *r*, en paraffine par exemple, recevant à travers la

fente f (*fig.* 4) la nappe plane Z des rayons S émis suivant la tranche du miroir M la laisse passer sans déviation. Un *second miroir m* l'arrête, mais ne la réfléchit pas. Du miroir m partent en tous sens des *rayons tertiaires T*, qui impressionnent pp jusqu'à la droite x', située dans le plan de m.

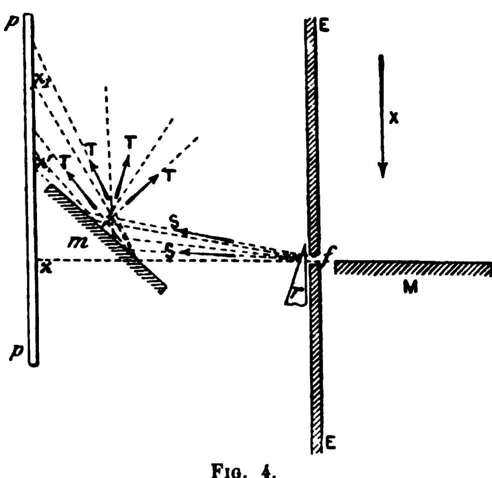


Fig. 4.

La propagation rectiligne très parfaite des rayons S, sans réfraction, ni réflexion régulière, leur propriété de décharger énergiquement les corps électrisés, quel que soit le signe de la charge, les placent dans *la même famille* que les rayons X incidents. Mais nous allons voir qu'ils ne leur sont *pas identiques*.

3. *Caractère fondamental de la transformation des rayons X.* — L'électroscope C (*fig.* 5) ne peut recevoir, à travers la feuille d'aluminium battu $a'b'$, que des rayons compris dans le cône $a'd'$, $b'c'$ défini par les ouvertures o'_1, o'_2 des écrans de plomb E_1', E'_2. La lame focus l n'envoie de rayons X que dans le cône ac, bd, défini par les ouvertures o_1, o_2 des écrans de plomb E_1, E_2. La feuille d'or f ne peut donc être déchargée que par des rayons secondaires excités par les rayons X dans l'espace M limité à $ekgh$, commun aux deux cônes précédents [1].

[1] Le verre du tube à vide émet aussi des rayons X dans la région $e'k'g'h'$; mais ces rayons beaucoup plus faibles ne peuvent entrer, avec le dispositif adopté, par l'ouverture o'_2, et même les rayons S qu'ils pourraient exciter sont généralement négligeables.

Lorsque l'air atmosphérique est la seule matière qui remplisse l'espace M, la feuille d'or *f* présente déjà un léger mouvement de chute quand on excite le tube à rayons X. Ce sont alors les rayons S de l'air qui agissent (¹). L'effet est d'ailleurs très faible par rapport à celui que donneraient les rayons X, d'autant plus que le volume d'air M, qui participe à la dissémination des rayons X n'est, par exemple, que de 1 décimètre cube. Je l'ai cependant constaté dans ces conditions, en observant la feuille d'or *f* au moyen d'un viseur à court foyer. Je me suis assuré, d'ailleurs, que les bords métalliques des écrans employés n'avaient pas d'influence sensible dans cette expérience.

La chute de la feuille d'or *f* devient plus rapide dès qu'on place dans l'espace M une lame LL de paraffine, de soufre, d'aluminium, etc., et bien plus rapide encore avec une lame LL de cuivre, de zinc, de plomb, etc. On peut alors l'étudier facilement et avec précision.

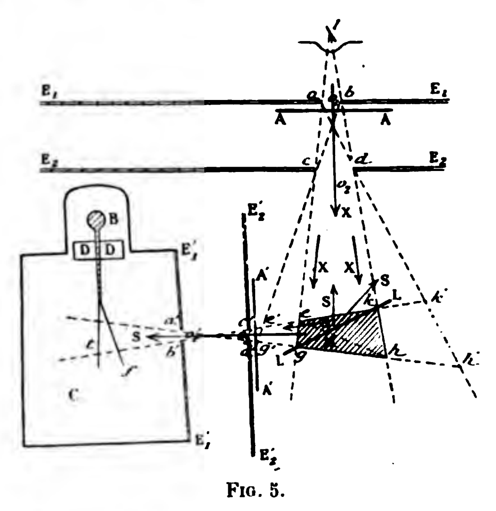


Fig. 5.

L'action de décharge des rayons S sur l'électroscope C est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle au temps nécessaire pour que l'image de la feuille d'or *f* dans une lunette-viseur se déplace sur

(¹) Röntgen avait déjà observé, au moyen de l'écran au platinocyanure de baryum, la dissémination des rayons X par l'air (3ᵉ mémoire). Bien avant la publication du troisième mémoire de Röntgen, j'étudiais déjà ce phénomène ; la faiblesse de l'effet observé me conduisit naturellement à approfondir d'abord l'action rayonnante des corps solides, et surtout des métaux lourds.

un micromètre oculaire, dont est muni le viseur, d'une *même* division n_1 à une *même* division n_2. Soit t cette durée de chute de f, lorsque les rayons X sont obligés, avant de tomber sur LL, de traverser une lame A, en aluminium, ébonite, mica ou paraffine, placée contre l'ouverture o_1. Soit de même t' la durée de la *même* chute de f lorsque la *même* lame est transportée en A′ devant l'ouverture o'_1 *sur le trajet des rayons S*. Le dispositif de la *fig.* 5 est tel que les incidences diverses des rayons X sur A, d'ailleurs peu écartées de l'incidence normale, correspondent suffisamment bien aux incidences diverses des rayons S sur A′, de manière que les rayons X et les rayons S ont été filtrés successivement par la même lame sous les mêmes épaisseurs. Or on trouve $t' > t$, c'est-à-dire que la même lame A se montre plus opaque pour les rayons S que pour les rayons X. Il y a plus : on ne peut même pas dire que les rayons X les plus absorbables ont été *diffusés* sans transformation en proportion plus grande que les rayons X les plus pénétrants ; alors, en effet, les rayons X, n'ayant pas changé de *nature*, il devrait être indifférent de les filtrer par la même lame A *avant* ou *après* leur diffusion. Il faut donc conclure : *La matière transforme les rayons X en rayons plus absorbables que les rayons excitateurs.* L'expression positive $c = \frac{t'}{t} - 1$ caractérise le degré de transformation des rayons X ; on peut lui donner le nom de *coefficient de transformation.* Sa valeur est définie pour chaque espèce de matière et pour un faisceau de rayons X donné, lorsqu'on maintient invariables l'épaisseur de la lame filtrante A, les conditions géométriques de l'expérience, la pression et la nature du gaz au sein duquel on opère, les dimensions de l'électroscope et la nature de ses parois.

4. *Influence de la nature de la matière sur le degré de transformation des rayons X.* — Si la lame A est, par exemple, une feuille d'aluminium de $0^{mm},3$, on a des coefficients c faibles pour les rayons S des corps peu opaques aux rayons X, mais importants pour les métaux lourds (5 ou 10 par exemple). Il est facile de constater que les rayons S du cuivre, du zinc, du plomb, etc., sont arrêtés à peu près complètement par une plaque d'aluminium A′ qui, transportée en A, laisse encore passer assez de rayons X pour que la feuille d'or f se décharge très nettement. Sous cette forme, l'expérience se répète très bien en remplaçant l'électroscope par une *plaque photographique.*

Les rayons secondaires les plus absorbables sont, en général, ceux des corps denses et assez opaques aux rayons X, ceux des métaux lourds en particulier. L'action photographique des rayons S du cuivre est légèrement affaiblie par le papier noir, celle des rayons du zinc l'est davantage, l'action des rayons du plomb est en majeure partie arrêtée; mais il n'en est ainsi qu'à une très petite distance de la surface du métal (1 ou 2 millimètres dans ces expériences photographiques dont je n'indique ici que le résultat). Si l'on s'éloigne du métal, on reçoit des rayons S de moins en moins absorbables. Cela tient à ce que les premières couches d'air voisines du métal arrêtent les rayons les plus absorbables du *faisceau complexe de rayons S*. Nous devons donc remarquer que les coefficients *c*, fournis par l'expérience de la *fig.* 5, n'expriment que les degrés de transformation des rayons S reçus dans l'électroscope, après avoir été dépouillés par l'air de leur partie la plus absorbable. Cependant les coefficients *c* sont, en général, très notables. On constate aisément qu'en éloignant l'électroscope C du métal rayonnant (*fig.* 2 et *fig.* 5) l'affaiblissement de l'action électrique *dans les mêmes conditions* varie d'un métal à l'autre, ce qui met en évidence l'absorption des rayons S par l'air. Par exemple, en éloignant l'entrée *aa* de l'électroscope (*fig.* 2) de 1 centimètre à 3 centimètres de distance du métal rayonnant, on diminue assez peu l'action électrique des rayons S du cuivre ou du zinc, tandis qu'on réduit d'environ moitié celle des rayons du plomb. En même temps, les rayons S, que le plomb envoie dans la cage de l'électroscope, ont un coefficient *c* de transformation plus faible et un pouvoir de pénétration plus grand. Ces particularités, qui démontrent l'hétérogénéité du faisceau des rayons S, s'observent très bien en comparant ce faisceau à celui qui est transmis par une feuille d'aluminium ou de mica.

5. *Influence de la nature du récepteur.* — On peut répéter, avec l'écran au platinocyanure de baryum, l'expérience fondamentale de la *fig.* 5, qui caractérise la transformation des rayons X par un métal lourd, tel que le cuivre, le zinc, le plomb. Mais elle est moins frappante; le degré de transformation est moins bien mis en évidence par l'écran luminescent que par la plaque photographique ou l'électroscope. Cette particularité s'explique bien, si l'on admet que la couche sensible photographique et l'électroscope sont sensibles surtout aux rayons les plus absorbables et très peu aux rayons les plus

pénétrants, tandis que la couche de platinocyanure se rapproche beaucoup plus du récepteur idéal qui enregistrerait des effets proportionnels aux *énergies* relatives des rayons incidents. Effectivement les rayons S, peu transformés et presque aussi pénétrants que les rayons X primaires, qu'émettent les corps légers (aluminium, ébonite, paraffine, etc.), ont des actions photographiques ou électriques très faibles vis-à-vis de celles des rayons S bien plus absorbables du cuivre, du zinc, du plomb, etc., tandis qu'ils n'illuminent pas beaucoup moins que ceux-ci le platinocyanure de baryum; on peut dire que les rayons S de l'aluminium sont aux rayons S du zinc ce que les rayons X d'un tube très *dur* sont aux rayons X plus absorbables d'un tube très *doux* (¹); l'influence de la nature du récepteur s'explique de la même manière dans les deux cas.

6. *Transformations des rayons X par transmission.* — Dans l'expérience de la *fig.* 5, tournons de *gk* en *eh* la lame LL, qui émettait des rayons S par la face d'entrée des rayons X. Si la lame est assez mince pour laisser passer des rayons X, la face de sortie des rayons X, qui regarde maintenant l'électroscope C, émet à son tour en tous sens des rayons secondaires S′ qui ne diffèrent pas essentiellement des rayons S émis par la face d'entrée. On constate que les rayons S′ proviennent de la *transformation* des rayons X en filtrant successivement les rayons X, puis les rayons S′, par une même lame de matière placée d'abord en AA, puis en A′A′, comme dans l'expérience du § 3. La durée d'une même chute de la feuille d'or est plus grande dans le second cas que dans le premier. Les mêmes expériences se répètent avec la plaque photographique ou l'écran luminescent, mis à la place de l'électroscope C; comme pour les rayons S, la transformation n'est facilement visible au moyen de la plaque photographique ou de l'écran luminescent que si la lame LL employée est un corps lourd et absorbant, par exemple une feuille de zinc, d'étain, etc., d'épaisseur comparable au centième de millimètre. Les remarques des §§ 4 et 5 sur l'influence de la nature du corps et l'influence de la nature du récepteur peuvent être répétées ici.

Si les rayons X traversent un système de deux ou plusieurs lames

(¹) Voir la comparaison des actions des tubes *durs* et *doux* sur la plaque photographique et l'écran fluorescent dans le troisième mémoire de Röntgen (*Eclairage électrique*, t. XII, p. 166).

superposées de *matières différentes*, une méthode très générale pour démontrer que les rayons S′, disséminés au-delà de la face de sortie des rayons X, ne sont pas identiques aux rayons X incidents, consiste à *changer l'ordre des lames du système* et à constater que l'action *électrique* des rayons S′ en est affectée. Cette *influence de l'ordre des lames* superposées sur l'action électrique des rayons secondaires disséminés au-delà de la dernière lame est, en général, très importante dans le cas de deux lames L et L′, formées l'une d'une matière légère et peu opaque, l'autre d'une matière lourde et absorbante. On constate, par exemple, que l'ensemble d'une lame d'aluminium de 1/3 de millimètre d'épaisseur et d'une lame de zinc de $\frac{1}{20}$ de millimètre émet des rayons secondaires par transmission *considérablement plus actifs* sur l'électroscope, quand le système est traversé par les rayons X dans l'ordre Al, Zn, que si l'on retourne le système dans l'ordre Zn, Al; le phénomène est encore très net si l'on emploie la plaque photographique, et se voit encore facilement si l'on emploie l'écran luminescent.

7. *Production des rayons secondaires à l'intérieur de la matière.* — On n'affaiblit pas l'émission des rayons secondaires antérieurs S, et l'on augmente progressivement celle des rayons postérieurs S′, en amincissant la lame LL (*fig.* 5) jusqu'à une certaine épaisseur *e*. Mais, si l'on diminue progressivement l'épaisseur de la lame au-dessous de *e*, l'émission des rayons S et bientôt celle des rayons S′ s'affaiblissent, d'abord lentement, puis très vite. C'est-à-dire que chaque particule de matière atteinte par les rayons X émet un rayonnement secondaire qui ne peut traverser une épaisseur de matière supérieure à *e*. Si l'épaisseur de la lame LL ne dépasse pas *e*, chaque particule de matière rayonne à la fois à travers chaque face de la lame. Pour une épaisseur supérieure à *e*, il y a une couche de matière d'épaisseur *e*, attenante à la face d'entrée des rayons X, qui émet seule les rayons secondaires antérieurs S et une couche analogue, attenante à la face de sortie, qui émet seule les rayons postérieurs S′.

L'épaisseur de chaque *couche d'émission* est d'autant plus faible que le corps est plus opaque pour les rayons X et pour les rayons secondaires. Ainsi, tandis que l'air traversé par les rayons X rayonne dans toute sa masse, l'aluminium ne rayonne que dans une couche d'environ 1 millimètre d'épaisseur, et l'or, dans une couche d'un demi-micron seulement.

Pour les corps, tels que l'or, qui émettent des rayons secondaires extrêmement différents des rayons X incidents, l'épaisseur de la couche d'émission est considérablement plus faible que l'épaisseur du corps nécessaire pour arrêter complètement les rayons X. Dans les phénomènes de fluorescence étudiés autrefois par Herschel sous le nom de *diffusion épipolique*, l'existence d'une couche superficielle seule active est due à ce que le faisceau lumineux incident est complètement dépouillé dans cette couche de certains rayons seuls capables d'exciter la fluorescence. Dans les phénomènes d'*émission secondaire*, les rayons X qui ont traversé déjà une épaisseur de matière supérieure à *e* se transforment encore en rayons secondaires en émergeant du corps; la minceur de chaque couche active est due ici non pas au faible pouvoir de pénétration des rayons incidents, mais à celui des rayons transformés. Une particule de matière, éloignée de plus de *e* de la surface d'entrée et de la surface de sortie des rayons X, a son rayonnement secondaire étouffé par l'absorption ambiante. C'est sans doute l'*énergie* ainsi *emmagasinée dans la masse profonde* qui produit l'échauffement du corps sous l'influence des rayons X, échauffement mis en évidence par M. Dorn [1]. C'est assurément la plus grande partie de l'énergie des rayons X qui se transforme ainsi en chaleur dans un corps très absorbant comme l'or. Les rayons S émis par une mince couche superficielle ne représentent qu'une *faible partie de l'énergie* des rayons X incidents.

8. *Effets secondaires et effets primaires.* — Par une sorte de compensation très remarquable, le faible pouvoir de pénétration de ces rayons S, qui a limité leur couche d'émission à une si faible épaisseur, leur permet d'être fortement absorbés par les couches sensibles photographiques ou l'air qui environne un conducteur électrisé; aussi arrive-t-il souvent que les actions photographiques ou électriques de ces rayons S, très absorbables, atteignent et même dépassent les actions produites par les rayons X dont ils proviennent. L'*effet secondaire* dû aux rayons S peut alors, si les rayons S sont mélangés aux rayons X dont ils proviennent, augmenter beaucoup, doubler, par exemple, l'*effet primaire* dû aux rayons X incidents. Cette augmentation relative est au contraire assez faible si le récep-

(1) *Wiedemann's Annalen*, 11 décembre 1897, p. 160. — Mémoire analysé au *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 355; 1898.

teur employé est un écran au platinocyanure de baryum, et les rayons S sont alors difficiles à déceler *tant qu'ils sont mélangés aux rayons X*, ce qui s'accorde bien avec les particularités indiquées au § 5. Aussi convient-il d'employer comme récepteur une couche sensible photographique ou un électroscope pour observer *facilement* les anomalies qui vont être signalées.

9. *Influence de la distance du récepteur à un obstacle sur la transparence apparente de l'obstacle pour les rayons X.* — Le coefficient de transmission des rayons X pour une lame de matière doit, sous peine d'erreur notable, être mesuré en plaçant l'électroscope ou la plaque photographique suffisamment loin de la lame pour que les rayons S disséminés au-delà de la lame ne puissent atteindre le récepteur. J'ai constaté, par exemple, qu'une feuille de zinc de 5 centièmes de millimètre d'épaisseur qui, placée à $5^{cm},5$ d'une toile métallique *tt* fermant *électriquement* l'entrée d'un électroscope, transmettait la fraction 0,10 de l'action de décharge d'un certain tube focus, en transmettait, en apparence, la fraction 0,13, lorsqu'elle était placée contre la toile *tt*. Une feuille d'or battu placée contre la toile donnait un effet secondaire qui compensait, et au delà, l'*absorption réelle* des rayons X par la même feuille, en sorte que l'action des rayons X paraissait légèrement *augmentée* par l'interposition de la feuille d'or.

D'après ce que j'ai dit au § 8, il n'y a pas à s'étonner que Röntgen, en employant l'écran au platinocyanure de baryum, n'ait pas réussi à observer les phénomènes précédents, comme il le déclare lui-même dans son dernier mémoire (1).

10. *Influence de l'ordre d'un système d'obstacles sur la transparence apparente du système pour les rayons X.* — Nous avons vu (§ 6), que le système (aluminium-zinc) émet par transmission des rayons secondaires beaucoup plus intenses que s'il est traversé par les rayons X dans l'ordre inverse (zinc-aluminium). Si les rayons S sont mêlés aux rayons X, la transparence *apparente* du système (Al-Zn) sera donc plus grande que la transparence du système (Zn-Al). J'ai trouvé, par exemple, 1,73 pour le rapport des

---

(1) « Quant au fait que les corps qui reçoivent des rayons émettent à leur tour des rayons X, je dois dire... qu'en appliquant une lame d'aluminium de $0^{mm},925$ d'épaisseur contre l'écran ou en la maintenant à grande distance, on ne produisait pas de variation sensible dans l'éclat de la fluorescence » (RÖNTGEN, 3e mémoire, *Eclairage électrique*, t. XII, p. 160).

deux coefficients de transmission, lorsque le système des deux lames ferme l'entrée de l'électroscope, l'épaisseur de l'aluminium étant 55 centièmes de millimètre, et celle du zinc 5 centièmes de millimètres. Naturellement le rapport des deux coefficients de transmission pour les deux systèmes (Al-Zn) et (Zn-Al) est inférieur à 1,73, si le système des deux lames métalliques est placé à une certaine distance *d* d'une toile métallique *tt* fermant l'électroscope, et il se rapproche d'autant plus de l'unité que la distance *d* est plus grande (Cf. § 9). L'influence de l'ordre des écrans est encore visible pour une distance *d*, comparable aux dimensions de la toile métallique *tt* (quelques centimètres par exemple).



Fig. 6.

Pour observer *photographiquement* l'influence de l'ordre des lames sur leur transparence apparente, il suffit de disposer sur la couche sensible *nue* d'une plaque photographique *pp* (*fig.* 6) un système de deux feuilles (*a*, *b*) et, à côté, un système (*b*, *a*) *identique*, mais d'*ordre inverse*. Les plages contiguës *ab* et *ba* de la plaque sont inégalement impressionnées. Par exemple, le système (zinc-papier noir) paraît fortement plus opaque que le système (papier noir-zinc); le système (cuivre-étain) paraît plus opaque que le système (étain-cuivre). Les épaisseurs des feuilles métalliques employées sont comparables au centième de millimètre.

Ici encore l'écran au platinocyanure de baryum décèle fort mal le phénomène précédent (1) (Cf. §§ 5, 8 et 9).

11. *Effet secondaire électrique. Mécanisme de la décharge des conducteurs frappés par les rayons X.* — Avant mes expériences, on ne savait pas décharger un conducteur, au moyen des rayons X, sans diriger les rayons X soit sur le métal électrisé (Benoist et Hurmuzescu), soit à travers le gaz soumis au champ électrique du conduc-

(1) Depuis que j'ai découvert ce phénomène, Roiti a réussi à en faire une étude qualitative suivie avec l'écran fluorescent (*Lincei* du 20 février 1898). L'expression de *cryptoluminescence* que Roiti a voulu, à cette occasion, appliquer à la transformation des rayons X, me paraît impropre; ce terme ou, plus simplement, celui de *radioluminescence* doit désigner, d'après la nomenclature de E. Wiedemann, la transformation des rayons X en *lumière*. Cf. mon article de la *Revue générale des Sciences* du 30 avril 1898.

teur (J. Perrin). Ce dernier mode de décharge isole un phénomène indépendant de la nature du métal et dépendant seulement de la nature et de la pression du gaz, d'où le nom d'*effet gaz* que lui a donné J. Perrin (1). Le rôle du métal n'a été étudié par Benoist et Hurmuzescu, puis par J. Perrin, que par différence avec l'effet précédent.

J. Perrin appelle *effet métal* ce qu'il faut ajouter à l'effet gaz pour avoir l'effet total (2), et il essaie de justifier cette dénomination en cherchant à prouver que :

« En tous les points qu'atteignent des rayons de Röntgen dans la *surface de séparation d'un gaz et d'un métal*, se forment des quantités égales d'électricité positive et négative, ou, d'une manière abrégée, une *ionisation superficielle* se produit en ces points. S'il existe un champ électrique, les charges d'un certain signe sont aussitôt absorbées par le métal, et les charges de signe contraire s'éloignent de ce métal, en décrivant les lignes de force aux extrémités desquelles elles se trouvaient d'abord (3). »

Puis il définit des *coefficients d'ionisation superficielle* qui « formeraient une classe de constantes qu'on pourrait comparer, à certains égards, aux tensions superficielles ou aux différences de potentiel par contact (4) ».

Cette théorie de l'*ionisation superficielle* est évidemment à rejeter, puisque, nous l'avons vu, le métal frappé par les rayons X émet des rayons S qui provoquent à leur tour, *loin de la surface du métal*, un *effet secondaire électrique*.

Mes expériences (*fig.* 2 et 5) isolent l'action propre du métal, comme les premières expériences de J. Perrin isolaient l'action propre du gaz ; elles m'ont montré qu'il n'y a même pas une partie de l'action du métal localisée à la surface du métal ; il n'y a pas, à proprement parler, d'*effet métal*, mais un *effet secondaire électrique* dû aux rayons S, comme l'*effet primaire* était dû aux rayons X. La théorie de l'*ionisation superficielle* doit être remplacée par celle de l'*effet secondaire*.

Nécessaire pour expliquer l'action propre du métal, l'action élec-

---

(1) J. Perrin, Thèse de doctorat, p. 28 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 350.

(2) J. Perrin, Thèse de doctorat, p. 48 ; — *J. de Phys.*, t. VI, p. 426.

(3) J. Perrin, Thèse de doctorat, p. 51 et 52 ; — *Théorie de l'effet métal. Ionisation superficielle ; J. de Phys.*, t. VI, p 430.

(4) *Loc. cit.* Voir aussi : *Comptes Rendus* du 1er mars 1897, t. CXXIV, p. 455 : Décharge par les rayons de Röntgen. Rôle des surfaces frappées.

trique *à distance* des rayons S y *suffit* complètement. Si, en effet, on recouvre le métal *électrisé* d'une mince feuille d'aluminium battu, l'action propre du métal ne diminue que si les rayons S sont notablement absorbés par cette feuille.

C'est ce que l'on constate en particulier, en modifiant l'expérience de la *fig.* 2, comme l'indique la *fig.* 7 : la cage de l'électroscope est prolongée jusqu'aux feuilles d'aluminium battu, AA, MM, et l'on amène des lignes de force nombreuses dans cette région, à l'aide de la lame métallique M', reliée à la feuille d'or *f*. Les rayons X de la lame focus *l* provoquent la décharge en agissant principalement sur l'air. Ils traversent AA et MM sans absorption sensible.

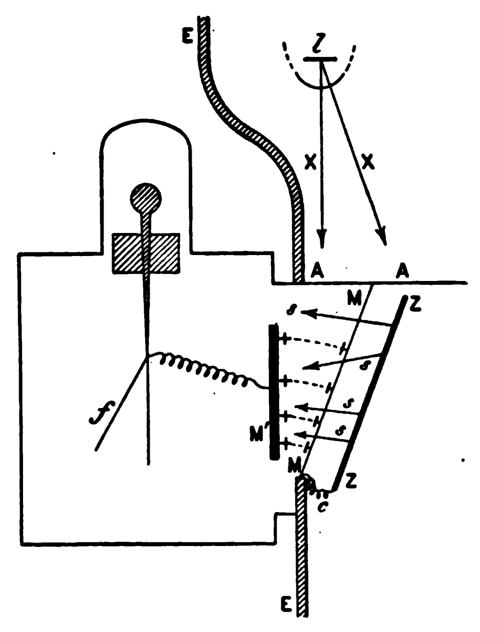


Fig. 7.

Dès que, sur le trajet de ces rayons, on place une lame de cuivre ou de zinc ZZ, l'action des rayons S du métal à travers la feuille d'aluminium battu MM double, par exemple, la vitesse primitive de décharge. Cet *effet secondaire électrique* augmente graduellement à mesure qu'on rapproche ZZ de MM. Quand ZZ est au contact de MM, on peut enlever la feuille d'aluminium battu MM qui recouvrait ZZ, de manière que le métal ZZ porte maintenant à sa surface

les charges électriques que portait tout à l'heure MM ; cela n'augmente guère l'effet secondaire, de 1/10 par exemple, et cette augmentation s'explique suffisamment par l'absorption des rayons S dans la feuille MM.

La *fig*. 8 montre la même expérience répétée avec un condensateur plan [1]. Quand la feuille de métal ZZ s'éloigne de la feuille d'aluminium battu *aa*, à partir du contact jusqu'à 1 millimètre, on oblige les rayons S à traverser une couche d'air adjacente au métal ZZ et épaisse de 1 millimètre. L'effet secondaire demeure comparable à lui-même, ce qui prouve que les rayons S transmis par 1 millimètre d'air produisent encore une partie importante de l'effet secondaire ; mais il diminue nettement plus qu'on ne devrait s'y attendre, en tenant compte de la légère perte latérale des rayons S [2]. Cela démontre l'importance de l'*absorption des rayons S par l'air* atmosphérique.

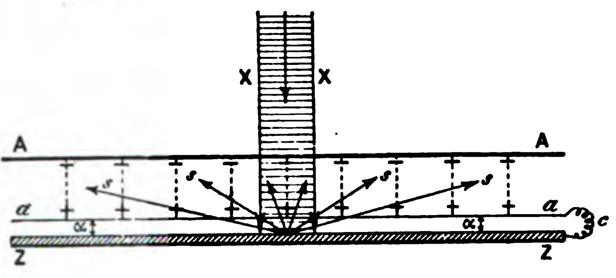


Fig. 8.

Dans toutes ces expériences, la feuille d'aluminium battu, d'environ $\frac{1}{300}$ de millimètre d'épaisseur, n'a qu'une action électrique négligeable [3], ce qui rend correcte la démonstration exposée; toute

(1) C'est la vitesse de décharge de AA que l'on étudie. Les feuilles *aa* et ZZ sont au sol.

(2) Cette perte est faible, parce que la feuille *aa* employée est grande, par rapport à la distance α de *aa* à ZZ, et par rapport à la largeur de la région de ZZ, frappée par les rayons X.

(3) Les rayons S de l'aluminium avaient dans mes expériences, comme dans celles de J. Perrin, une action *faible* vis-à-vis de celle des rayons des métaux lourds, même quand l'aluminium était *épais*. Or ici il n'avait que $\frac{1}{300}$ de millimètre, et nous avons vu qu'il faut une épaisseur de 1 millimètre d'aluminium pour que l'effet secondaire électrique de l'aluminium soit complet.

l'action du métal a donc bien lieu *à distance*. Il n'y a sensiblement rien de localisé sur la surface du métal.

Maintenant j'ai vérifié, comme il était vraisemblable *a priori*, que les rayons secondaires déchargent une surface métallique C sans rencontrer ni cette surface ni les surfaces avec lesquelles la première échange des lignes de force, pourvu que les rayons S traversent le gaz placé dans le champ électrique de la surface conductrice C. C'est la loi de M. J. Perrin sur l'effet gaz des rayons X étendue aux rayons S. Ainsi les rayons S absorbés, bien plus énergiquement

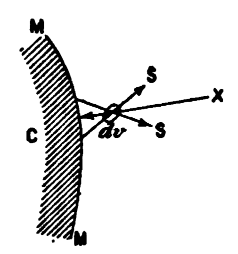


Fig. 9.

d'ailleurs que les rayons X (expérience de la *fig.* 8), par l'air adjacent au conducteur C qui les émet (*fig.* 9), rendent chaque élément de volume dv du gaz conducteur de l'électricité, à la manière des rayons X incidents. *C'est dans le gaz polarisé diélectriquement par le champ électrique de C que le phénomène total de la décharge est localisé.*

Conformément à ce qui précède, l'action d'un même métal n'est pas uniquement définie, comme le pensait J. Perrin, par la nature du métal, la nature et la pression du gaz, l'intensité du champ électrique, *la forme et l'étendue superficielle du métal :* 1° elle dépend de l'épaisseur du métal et augmente avec cette épaisseur tant qu'on n'a pas atteint l'épaisseur de la couche d'émission (Voir § 7); 2° elle augmente avec le volume du gaz soumis à l'action électrique des rayons S.

Néanmoins il est intéressant de remarquer qu'elle augmente peu, dans le cas d'un condensateur plan, avec l'épaisseur de la lame d'air du condensateur [1], et l'absorption par l'air ne suffit pas à

[1] J. Perrin a vérifié lui-même l'augmentation de l'action du métal avec l'épaisseur du condensateur, conséquence de ma théorie (*Comptes Rendus* du 17 janvier, t. CXXVI). Mais il a cherché à montrer que 1 millimètre d'air arrête presque toute l'action électrique des rayons S des métaux lourds.

L'expérience de la *fig.* 8 dément cette interprétation; il en est de même d'expériences photographiques tout à fait analogues, que je ne décrirai pas ici.

rendre compte de cette particularité. Il faut encore tenir compte de ce que :

1° Les rayons S émis par l'armature de métal lourd MM (*fig.* 10) qui reçoit les rayons X à travers l'armature d'aluminium AA, munie d'un anneau de garde αβ, n'atteignent pas tous les lignes de force seules en jeu, qui partent de αβ, et la quantité de rayons S perdus latéralement est justement d'autant plus grande que l'armature αβ est plus éloignée de MM par rapport à la largeur de la région rayonnante de MM (¹);

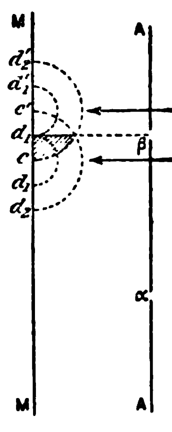


Fig. 10.

2° Une partie de l'action du métal MM est due aux rayons tertiaires qu'émet l'armature AA sous l'influence des rayons S de MM qui l'atteignent (Voir § 12), et l'*action électrique tertiaire* est d'autant plus faible que la source MM des rayons S est plus éloignée de AA.

Pour ces deux raisons, on comprend que l'effet secondaire puisse même *diminuer* quand l'épaisseur d'air du condensateur augmente si elle est déjà suffisamment grande. C'est ce que j'ai vérifié.

3° Enfin, sous l'influence de la conductibilité spéciale créée dans l'air par les rayons X, le champ électrique cesse d'être uniforme dans toute l'épaisseur d'air du condensateur et se *localise principalement* au voisinage des armatures. Cela résulte d'expériences

(¹) Voir, dans les *Comptes Rendus* du 3 janvier 1898, l'explication détaillée de l'expérience décrite par J. Perrin, p. 51 de sa thèse, et p. 429 du t. VI du *Journal de Physique*.

récentes de M. Child [1]. Or l'action de décharge des rayons S augmente avec la valeur du champ électrique (du moins jusqu'à une certaine limite).

On comprend ainsi que l'action électrique des rayons S émis par l'armature MM puisse paraître grossièrement localisée *au voisinage des deux armatures* du condensateur. Quand les rayons S agissent seuls, cette localisation est beaucoup moins marquée, parce que les rayons X n'agissent plus sur le gradient du champ électrique.

Toute hypothèse mise à part, les expériences de Benoist et Hurmuzescu, Righi, Villari, J.-J. Thomson, J. Perrin, C.-D. Child sur les rayons X, jointes à mes expériences sur les rayons S, me paraissent rendre nécessaire le mécanisme général suivant :

A travers chaque surface de niveau Σ d'un champ électrique (*fig.* 11), il passe un double flux d'électricité, savoir : 1° un *flux négatif* formé de charges négatives que les rayons X ont libérées dans les particules d'air polarisées par le champ électrique, comprises entre Σ et l'*armature négative* MM ; 2° un *flux positif* résultant de même de toutes les charges positives issues des particules d'air comprises entre Σ et l'armature positive AA.

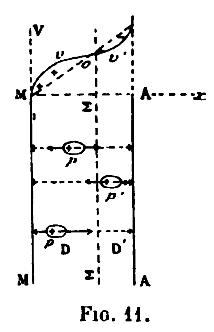


Fig. 11.

Ces flux d'électricité se déplacent avec des *vitesses finies*. Près de l'armature positive AA, le flux négatif issu des différentes tranches de la couche d'air D à gauche de Σ l'emporte sur le flux positif issu de la couche d'air *plus mince* D′ située à droite de Σ ; il y a donc en Σ de l'électricité négative libre en mouvement, dont la densité cubique est constante, une fois le régime permanent établi. D'où

(1) C.-D. Child, Ueber die Potentialgradienten an Metalelectroden bei der Entladung durch X Strahlen (*Wiedemann's Annalen*, t. LXV, p. 152). Analysé au *Journal de Physique*, septembre 1898, t. VII, p. 549.

résulte une diminution du potentiel et du champ électrique en Σ, si l'on suppose la différence de potentiel des armatures maintenue invariable. De là l'altération du gradient étudiée par Child, altération qui remplace la ligne droite MO (*fig.* 11) par la courbe infléchie M*vov'*, ce qui contribue à localiser l'effet secondaire au voisinage de MM et de AA où le champ électrique est particulièrement intense. D'ailleurs, l'action des rayons S de M diminue la localisation du champ et de l'effet secondaire près de MM d'autant plus que les rayons S sont plus actifs; des couches d'air adjacentes au métal rayonnant MM électrisé négativement par exemple (cas de la *fig.* 11), partent, en effet, des charges négatives qui diminuent au voisinage de MM l'excédent des charges positives libres en mouvement et, par suite aussi, la localisation du champ et de l'effet secondaire dans cette région. Conformément à ce qui précède, l'altération du gradient observée par Child était d'autant moins grande que l'armature MM était formée d'un métal absorbant davantage les rayons X et moins grande dans tous les cas que lorsque les rayons X ne touchaient pas l'armature MM.

On voit que le phénomène est très complexe. Il faut tenir compte des rayons secondaires et même tertiaires émis par les armatures et, en toute rigueur, des rayons secondaires de l'air lui-même. Les corps voisins interviennent généralement en déviant une partie des lignes de force du champ, si le condensateur n'est pas pourvu d'un anneau de garde et aussi en renvoyant, après transformation, une partie des rayons qu'ils reçoivent; ces inconvénients du condensateur n'interviennent pas avec l'électroscope, dont la cage conductrice limite parfaitement le champ électrique, n'admet que les rayons que l'on veut étudier (*fig.* 5) et empêche les mouvements perturbateurs de l'air.

Ainsi sont suffisamment expliquées les diverses particularités du phénomène de la décharge d'un conducteur frappé par les rayons X. Le mécanisme en est complexe, mais dominé par cette *loi générale : Le gaz soumis à l'action du champ électrique du conducteur est le seul siège du phénomène.* Il semble même que l'action des rayons primaires ou secondaires se borne à *libérer* et à abandonner à l'action motrice du champ les charges + et — qui, d'après Faraday, sont induites par le champ électrique dans chaque particule p, p' (*fig.* 11) du diélectrique gazeux (¹).

(¹) G. Sagnac, Luminescence et Rayons X : *Revue générale des Sciences*, du 30 avril 1898, p. 420.

12. *Rayons tertiaires.* — L'expérience de la *fig.* 4 montre déjà que les rayons tertiaires T se forment à partir des rayons secondaires S comme les rayons S se forment à partir des rayons X primaires. Si les rayons S sont assez différents des rayons X incidents, ils excitent des rayons T encore plus absorbables et faciles à enregistrer par la photographie même, quand les rayons S sont reçus par un corps très léger, tel que l'aluminium. Cela permet de constater facilement l'*émission tertiaire* en quelques minutes de pose, par exemple au moyen du dispositif représenté de profil par les *fig.* 12 et 13 : Une nappe *lf* de rayons X (*fig.* 12) traverse une plaque photographique (ou une pellicule) *pp* sous une incidence telle que 45°, impressionne en *a* la couche sensible *placée en dessous et nue*, puis va frapper les miroirs métalliques M et M′ (*fig.* 13) situés à 1 ou 2 millimètres de la couche sensible.

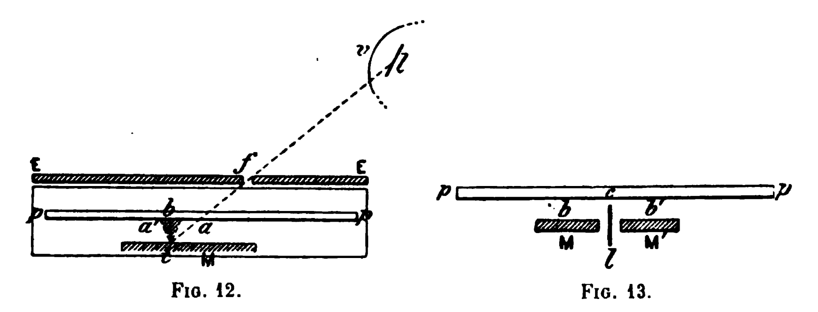


Fig. 12. Fig. 13.

Chaque miroir rayonne autour du point frappé, et la couche sensible est impressionnée en *b* et *b′* (*fig.* 13) suivant de petites taches d'autant plus étroites que le temps de pose est plus court et qui sont centrées sur la normale *tb* au miroir (*fig.* 12) et non pas sur la droite, projetée en *a′*, définie par la loi de la réflexion régulière. En même temps les rayons S de M et de M′ viennent frapper la lame d'aluminium *l* (*fig.* 13), qui affleure à un demi-millimètre environ de la couche sensible ; ils s'y transforment en *rayons tertiaires*, lesquels viennent impressionner la couche sensible en *c* suivant une zone étroite qui court au-dessus de la tranche de la lame *l*. Si l'on enlève le miroir M′, la zone *c* se trouve limitée nettement à droite (*fig.* 13) au prolongement du plan de *l*. Si l'on enlève M et M′, on n'aperçoit plus rien en *c*, même si la lame *l* est placée parallèlement à la couche sensible, à moins que l'on n'augmente considérablement le temps de pose.

Le dispositif de la *fig.* 14 diffère du dispositif de la *fig.* 4 (§ 2) en ce que l'ouverture de l'écran de plomb EE laisse passer un pinceau de rayons X limité à lxz_0, qui impressionne en u_0z_0 la plaque sensible pp', distante seulement de quelques millimètres de l'écran de plomb EE. Une moitié de la fente de EE, celle qui est en avant du plan de la *fig.* 14, est libre et laisse passer les rayons secondaires S issus du métal lourd M (miroir d'acier, par exemple); ces rayons S viennent impressionner pp' sur la zone uz nettement limitée à la droite z située dans le plan du miroir M. L'autre moitié de la fente de EE est recouverte d'une lame d'aluminium ab de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur. Les rayons S se transforment en tombant sur ab, les rayons T émis par ab impressionnent la plaque pp' en $u'z'$ à 1 ou 2 millimètres de distance du bord b. On évite l'action des rayons secondaires émis par les lèvres de la fente de plomb EE en entourant (*fig.* 14) ces lèvres d'un revêtement d'aluminium qui arrête les rayons S du plomb et n'émet, comme ab, que des rayons S sensiblement inactifs. On compare ainsi sur le même cliché :

1° L'impression u_0z_0 due aux rayons X primaires;

2° L'impression uz due aux rayons S de l'acier M;

3° L'impression $u'z'$ due aux rayons T émis par l'aluminium ab.

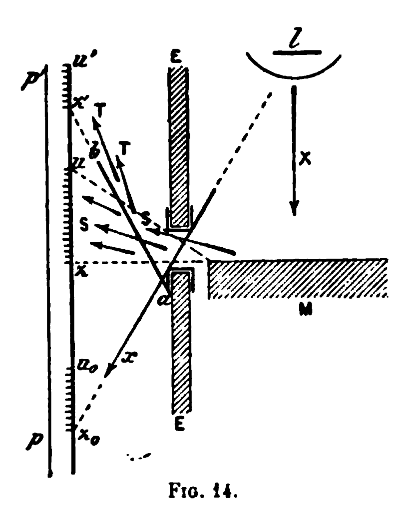


Fig. 14.

Or le pinceau de rayons X directs n'est pas sensiblement plus actif photographiquement que les rayons S, ni que les rayons T. Et

cependant l'ombre de la lame d'aluminium *ab* donnée par les rayons X est insignifiante, c'est-à-dire que la zone $u_0 z_0$ est presque également impressionnée dans la moitié située en avant du plan de la *fig.* 14, vue librement de la lame focus *l*, et dans la moitié que les rayons X ont atteinte après avoir traversé *ab*; tandis que la feuille *ab* a arrêté une importante partie des rayons S, et, en *uz*, l'impression est beaucoup plus faible qu'en avant du plan de la figure. Enfin l'impression *u'z'*, des rayons T, s'arrête très nettement en *z'* dans le plan de *ab*, d'où il suit que ces rayons T n'ont pas traversé en quantité appréciable $\frac{1}{10}$ de millimètre d'aluminium, *bien que leur action photographique se montre en u'z' aussi intense que l'action libre des rayons S* en *uz* en avant du plan de la figure. On voit ainsi que *le pouvoir de pénétration va en diminuant par degrés, quand on passe des rayons X aux rayons secondaires S, puis aux rayons tertiaires T;* grâce à cette absorbabilité croissante, ces groupes successifs de rayons, bien qu'ayant des *énergies rapidement décroissantes* ont des *actions photographiques comparables* lorsqu'ils ne traversent que des couches d'air assez minces pour ne pas en absorber la partie la plus active. On conçoit ainsi qu'en opérant à petite distance et dans des gaz raréfiés on puisse poursuivre assez loin ces *transformations successives* des rayons X et en quelque sorte *prolonger de plus en plus le spectre des rayons X du côté des rayons les plus absorbables*. Par analogie avec les phénomènes de luminescence, on est conduit à supposer que ce prolongement du spectre a lieu par augmentations graduelles des longueurs d'onde (loi de Stokes). Si l'on admet de plus que les rayons X ne diffèrent des rayons lumineux que par la petitesse extrême de leurs longueurs d'onde, *comparables, je pense, aux dimensions des particules matérielles*, on peut espérer arriver par transformations graduelles à des rayons identiques à certains rayons ultra-violets déjà connus, par exemple identiques aux rayons ultra-violets de longueur d'onde 0μ,1, étudiés par Schumann, rayons bien curieux, qui n'impressionnent pas les plaques photographiques ordinaires et sont absorbés déjà complètement par un dixième de millimètre d'air atmosphérique.

Conclusions. — Pour le moment, je tirerai des phénomènes de transformation des rayons X par la matière les conséquences générales suivantes :

1° L'hypothèse, émise par Röntgen dans son dernier mémoire (1), en vertu de laquelle les rayons X ne seraient qu'une sorte spéciale de *rayons cathodiques*, doit être rejetée. C'est un fait digne de remarque que les rayons secondaires du plomb, par exemple, sont comparables, par leur faible pouvoir de pénétration, à des *rayons de Lenard*. Je regarde cependant comme inutile toute tentative dirigée en vue de dévier les rayons S par l'aimant ou d'y reconnaître une trace d'électrisation. C'est qu'en effet les rayons S, comme d'ailleurs les rayons X, d'une part, et les rayons cathodiques ou les rayons de Lenard, d'autre part, *se comportent de manières nettement opposées vis-à-vis de la matière :* tandis que la lame focus d'un tube à vide transforme les rayons cathodiques en rayons X *plus pénétrants* que les premiers, la même lame recevant les rayons X les transforme en rayons S *moins pénétrants*. D'ailleurs, M. P. Villard a montré que la lame focus qui émet les rayons X *diffuse* en même temps des rayons cathodiques qui ne paraissent avoir subi aucune transformation, mais qui peuvent, à leur tour, se *transformer* en rayons X en tombant sur la matière et, pour une autre part, s'y *diffuser* une seconde fois (2). L'*émission des rayons X* se présente donc comme un phénomène très différent d'une *diffusion* des rayons cathodiques, aussi bien que d'une *transformation* analogue à celle des rayons X en rayons S. Elle semble bien pouvoir être rattachée, au contraire, comme le pense J.-J. Thomson (3), à un phénomène d'*induction électro-magnétique* provoqué par l'arrêt brusque des charges cathodiques au moment où les rayons cathodiques frappent la matière;

2° Même si l'on écarte l'hypothèse, *jusqu'ici vraisemblable*, qui assimile les rayons X à des rayons ultra-violets extrêmes, on peut dire que *les phénomènes de transformation des rayons X par la matière sont pour les rayons X ce que les phénomènes de luminescence sont pour les rayons ultra-violets*.

Dans l'histoire des rayons X, les phénomènes de transformation des rayons X par la matière ont plus d'importance encore que les phénomènes de luminescence dans l'histoire des rayons lumineux : ils dévoilent entre les rayons X et la matière des relations nouvelles

(1) RÖNTGEN, 3e mémoire, *Éclairage électrique*, t. XII, p. 165, 166 ; — *J. de Phys.*, t. VI, p. 538.

(2) P. VILLARD, Sur la diffusion des rayons cathodiques (*Comptes Rendus* du 25 juillet 1898).

(3) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, février 1898, p. 172 ; — *J. de Phys.*, 3e série, juin 1898, t. VII, p. 379.

très générales qui caractérisent véritablement les rayons X et permettront sans doute d'en définir *la nature*. Déjà ils m'ont permis d'ajouter aux rayons X *ultra-pénétrants* de Röntgen, qui traversent plusieurs millimètres de fer, et aux rayons X moyens le plus communément employés, qui sont arrêtés par une fraction de millimètre de fer, toute une *gamme graduellement descendante* de rayons S, de plus en plus absorbables, par exemple ceux du soufre, de l'aluminium, du cuivre, du zinc, du plomb. Les premiers termes de cette série sont des rayons peu différents des rayons X moyens dont je suis parti; mais les rayons S du cuivre, du zinc, sont déjà très nouveaux, et ceux du plomb ont la majeure partie de leur action photographique ou électrique arrêtée par une simple feuille de papier noir ou par quelques millimètres d'air à la pression atmosphérique, tandis que les rayons X dont ils proviennent traversent plusieurs mètres d'air. Les transformations en rayons *tertiaires* augmentent encore l'écart déjà si considérable entre les termes extrêmes de la série. La difficulté croissante des expériences m'a paru jusqu'ici le seul obstacle au prolongement indéfini de cette série de rayons auxquels il convient de conserver le nom générique de rayons X jusqu'au moment où, en prolongeant toujours régulièrement la série, on retrouvera peut-être une espèce de rayons déjà connue avant la découverte de Röntgen.

SUR LES PROPRIÉTÉS IRRÉVERSIBLES DES FERRO-NICKELS;

Par L. HOULLEVIGUE.

Les récentes expériences de M. Guillaume sur les aciers au nickel ont ramené l'attention sur leurs propriétés si curieuses et, jusqu'à nouvel ordre, si inexplicables. L'existence, à une même température, d'une forme magnétique et d'une forme non magnétique n'est pas cependant un fait sans analogue; car l'acier ordinaire lui-même, comme l'a remarqué Hopkinson, présente les mêmes propriétés, mais dans une étendue de température bien moindre, et voisine du point de récalescence (650-700°).

L'objet de cet article est de montrer que ces effets peuvent, avec quelque vraisemblance, être rattachés à une cause purement

physique, aux pressions existant à l'intérieur des masses solides considérées.

L'analyse micrographique de l'acier au nickel manifeste une hétérogénéité qu'on n'aurait pu soupçonner d'après sa médiocre conductibilité calorifique. Or, dans un semblable solide, il existe des tensions ou des pressions qui peuvent atteindre des valeurs considérables. M. Résal [1] admet pour l'acier trempé des tensions voisines de 200 à 300 kilogrammes par millimètre carré.

De telles forces produisent des modifications notables dans les propriétés physiques des corps, en particulier dans leurs propriétés magnétiques.

Nous avons à ce sujet des documents très intéressants dans les travaux d'Ewing et Cowan [2] pour le nickel, de lord Kelvin [3] et d'Ewing [4] pour le fer.

Pour le nickel, la traction diminue les propriétés magnétiques, comme le montre l'exemple suivant, pris sur un fil de nickel recuit :

Tension en kil. par millim. carré.	0	5,5	11	15,5	22	27,5	33
Susceptibilité magnétique K...	15	9,1	4,5	2,6	1,9	1,5	0,95

Si cette loi de variation continuait, sous une tension de 200 kilogrammes par millimètre carré, le nickel ne serait guère plus magnétique que le sulfate de fer.

Au contraire, la pression augmente les propriétés magnétiques :

Pression en kil. par millim. carré.	0	1,9	3,5	6,8	10	13,3	19,8
Susceptibilité K................	5,6	6,9	8,4	12,2	16,8	20,3	29

de telle sorte que, soumis à une pression de 200 kilogrammes, le nickel est peut-être aussi magnétique que le meilleur fer de Suède.

Avec le fer, les résultats obtenus sont plus complexes, et moins complets en ce sens qu'on n'a opéré que par traction des fils, et que les déformations permanentes sont très rapidement atteintes, ce qui change absolument les conditions du problème. L'effet général, sur lequel tous les expérimentateurs sont d'accord, c'est que, pour des champs inférieurs à 300 C. G. S. environ, la traction augmente la susceptibilité magnétique ; au-dessus de cette valeur (point critique

(1) *Fer, fonte, acier*, p. 326.
(2) *Phil. Trans.*, 1888.
(3) *Phil. Trans.*, 1879.
(4) *Phil. Trans.*, 1885.

de Villari), elle produirait des effets inverses. En tous cas, les modifications produites par la traction peuvent être considérables, comme le montrent les résultats suivants obtenus par Ewing sur un fil de fer recuit placé dans un champ de 3,33 C. G. S. :

Tension en kil. par millim. carré..	0	2,15	4,30	6,45	8,60	10,75
Intensité d'aimantation $\mathfrak{J}$.........	144	206	292	380	409	565

Voici encore un autre exemple, relatif à un fil de fer étiré préalablement, et soumis dans des champs variables à une traction constante de 12^{kg},55 par millimètre carré.

Champ H................	0,34	2,49	5,75	8,6	11,6	20,1	34,0
$\mathfrak{J}$ avant traction..........	7	50	195	372	527	875	1.185
$\mathfrak{J}$ après traction..........	75	590	740	842	907	1.045	1.140

D'après l'ensemble de ces résultats, on peut présumer qu'une pression assez forte, exercée sur une masse de fer dans un champ d'intensité faible ou moyenne, amène l'abolition presque complète de ses propriétés magnétiques.

Ces effets jouent probablement un rôle dans les transformations que la trempe fait subir aux propriétés magnétiques de l'acier ordinaire. On peut aussi, sans trop s'aventurer, leur attribuer, au moins en partie, les curieuses propriétés des aciers au nickel irréversibles.

Hopkinson a montré, pour des échantillons à 22 et 25 0/0 de nickel, que le passage de la forme non magnétique à la forme magnétique est accompagné d'une augmentation de volume considérable, 2 0/0 environ. Ce fait nous porte à admettre qu'il existe dans la variété non magnétique des pressions qui disparaissent lorsqu'une action mécanique, le laminage par exemple, vient troubler l'équilibre mécanique existant. En prenant pour coefficient de compressibilité celui du fer, on trouve que les pressions correspondant à cette variation de volume devraient atteindre 400 kilogrammes par millimètre carré.

Il nous est loisible d'imaginer, bien que cette hypothèse soit certainement plus simple que la réalité, que cette pression est exercée sur les noyaux en fer de chaque cellule par une enveloppe plus dilatable en nickel ; lorsque le système cellulaire s'est dessiné, peu après la coulée de l'alliage, l'équilibre de pression existait à peu près dans la masse encore pâteuse ; mais la contraction des enveloppes en nickel par refroidissement a amené une compression éner-

gique des noyaux en fer. L'influence de cette pression doit être de diminuer très notablement le magnétisme du fer. Il suffit alors de briser, par une action mécanique, l'enveloppe de chaque nodule pour que le système reprenne, avec augmentation de volume, son magnétisme normal. On comprend que la même transformation puisse s'effectuer par l'action du froid, qui brise les parois des cellules par suite de l'inégale contraction du contenant et du contenu ; la transformation sera alors graduelle, puisque les enveloppes les plus minces seront brisées à des températures moins basses que les enveloppes plus résistantes, et elle subsistera après retour à la température ordinaire. Enfin les alliages plus riches en nickel renfermant des enveloppes plus épaisses pour un noyau moins gros, la rupture s'y fera à une température moins basse que pour les autres.

Peut-être cet ensemble de propriétés peut-il aussi être relié à la variation du module d'élasticité, qui diminue de 10 0/0 par le passage à l'état magnétique. En effet, pour tous les corps dont la susceptibilité augmente par la traction, comme le fer dans un champ inférieur à 300, le module diminue par l'aimantation. Considérons, pour l'établir, le système formé par un aimant permanent A et un fil de fer F, et faisons-lui parcourir le cycle réversible et isothermique suivant :

1° A étant d'abord à l'infini, on l'approche de F ; l'opérateur recueille un travail $\mathfrak{T}_1$;

2° On donne à F un allongement l en exerçant une traction croissante de zéro à P_1. L'opérateur recueille un travail $-\tau_1$; l'aimantation de F se trouve accrue (puisque la susceptibilité a augmenté), et il en est de même de l'attraction entre F et A ;

3° On éloigne A jusqu'à l'infini ; le travail recueilli est alors $-\mathfrak{T}_2$, et on a :

$$\mathfrak{T}_2 > \mathfrak{T}_1 ;$$

puisque l'attraction de A et de F est plus grande dans le second cas que dans le premier. En même temps, pour conserver à F la même longueur, il a fallu donner à la traction une valeur P_2 ;

4° On ferme le cycle en diminuant la traction de P_2 jusqu'à zéro. On recueille alors un travail τ_2.

En écrivant que, pour le cycle entier, le travail extérieur est nul, on a :

$$\mathfrak{T}_1 - \tau_1 - \mathfrak{T}_2 + \tau_2 = 0,$$
$$\tau_2 - \tau_1 = \mathfrak{T}_2 - \mathfrak{T}_1 > 0.$$

Si on appelle L et S la longueur et la section de F, M_1 son module à l'état aimanté, M_2 son module à l'état non aimanté, τ_1 et τ_2 ont pour expression :

$$\tau_1 = \frac{M_1 S l^2}{2L}, \qquad \tau_2 = \frac{M_2 S l^2}{2L}.$$

L'inégalité $\tau_2 > \tau_1$ revient donc à celle-ci :

$$M_2 > M_1.$$

Je n'insiste pas sur ce côté théorique de la question, qui présente des difficultés, mais il me semble néanmoins en résulter l'existence de relations nécessaires entre l'état magnétique et le module élastique.

La tentative d'explication dont je viens de donner l'ébauche en pourrait être précisée que si on connaissait les différents éléments qui forment la pâte des ferro-nickels et les propriétés de chacun d'eux au point de vue de la compressibilité ; j'ai seulement voulu montrer qu'une semblable explication, toute physique, était possible. D'après M. Guillaume, au contraire, les changements de propriétés des aciers au nickel devraient être mis sur le compte des transformations chimiques. Quelque séduisante que soit cette manière de voir, il me paraît assez difficile de s'y rallier, puisqu'elle suppose que ces réactions chimiques entre corps solides en présence puissent s'accomplir brusquement, ou par l'action d'un refroidissement, ce qui n'a pas lieu d'ordinaire.

Du reste, ce n'est pas la première fois que la chimie et la physique se trouvent en concurrence pour expliquer les propriétés des aciers : pour les aciers au carbone, en face de la théorie chimique qui attribue ces propriétés à des combinaisons différant avec la teneur en carbone et l'état de trempe, est venue se placer la théorie allotropique de M. Osmond, qui a trouvé de nombreux défenseurs en Angleterre et en Amérique. Cette théorie a pour base l'existence reconnue par M. Osmond, de plusieurs variétés allotropiques du fer, stables, sous la pression normale, à des températures différentes ; les pressions développées dans la cellule de l'acier peuvent rendre stable à la température ordinaire l'une ou l'autre de ces variétés, dont les propriétés déterminent celles de l'acier qui les contient. De nombreux faits expérimentaux, l'abaissement des points de transformation avec l'augmentation en teneur de l'élément surajouté (C, Ni, Mn), et la possibilité de reproduire les propriétés essentielles de l'acier en substituant au carbone d'autres éléments (H, par exemple) militent

en faveur de cette hypothèse. Il n'y aurait donc aucune impossibilité à ce qu'une théorie analogue, fondée sur des actions purement physiques, se trouvât applicable aux ferro-nickels et peut-être à d'autres types d'acier.

Le lecteur trouvera, à la suite de cet article, les objections qu'il a suggérées à M. Guillaume. Je ne pense pas qu'aucune d'elles soit absolument irréfutable. On pourrait, je crois, les tourner en prenant comme constituants, au lieu du fer et du nickel purs, comme je l'ai fait pour plus de simplicité, des alliages appropriés de ces métaux. Il y a lieu toutefois d'en tenir le plus grand compte; peut-être permettront-elles, jointes à de nouvelles observations et à de nouvelles expériences, de préciser ce qui n'est actuellement que l'ébauche d'une théorie.

REMARQUES SUR LES ACIERS AU NICKEL;

Par M. Ch.-Ed. GUILLAUME.

Si séduisante et si plausible que soit, par certains côtés, l'ingénieuse théorie imaginée par M. Houllevigue pour expliquer les anomalies des aciers au nickel, on ne saurait se dissimuler qu'elle renferme aussi des difficultés presque insurmontables.

Sans parler de la dilatabilité élevée de ces alliages à l'état non magnétique, dont on tirerait difficilement un argument décisif, il semble que les particularités du passage d'un état à l'autre sont en contradiction évidente avec cette théorie. M. Houllevigue admet que, au moment de la solidification de l'alliage, des sphérules de fer se séparent et s'enrobent bientôt d'enveloppes de nickel. A partir du moment de la solidification, les sphérules et les enveloppes exercent les unes sur les autres des tractions qui vont en augmentant jusqu'à ce que les dernières atteignent leur limite de rupture. Ici, la seule difficulté que l'on pourrait alléguer est la disparition complète du magnétisme, qui suppose atteintes les tensions et les compressions très fortes indiquées par l'expérience faite séparément sur le fer et le nickel; mais on ne pourrait en tirer un argument contre la théorie de M. Houllevigue que si l'on connaissait exactement la différence des contractions à l'état libre, et les limites élastiques du fer et du nickel, depuis la température de solidification de ce dernier métal.

Lorsqu'on ramène l'alliage à une température voisine du rouge cerise, le magnétisme disparaît et ne se manifeste qu'au-dessous de zéro pour les alliages à teneur voisine de 24 0/0 de nickel. Il faudrait dès lors admettre que les enveloppes, rompues une première fois par le froid ou par un travail mécanique, se sont reformées à une température qui est de plus de 700° inférieure à celle de la fusion du nickel; puisque, partant de cette température, les deux métaux séparés ont subi des contractions assez différentes pour que le magnétisme ait de nouveau disparu aux températures ordinaires ou à toute autre température comprise entre ces dernières et celle où la transformation supérieure s'est produite, c'est-à-dire dans un intervalle où le fer est toujours magnétique.

On devrait, d'ailleurs, s'attendre à voir l'alliage passer à l'état magnétique à des températures différentes, suivant celles auxquelles il a été soumis dans la transformation inverse. En particulier, l'alliage se comporterait de façon bien différente dans le premier refroidissement au sortir du creuset et dans les traitements ultérieurs par le froid après un ou plusieurs retours à l'état non magnétique, ce qui n'a pas lieu.

L'analogie qui existe entre les aciers réversibles et irréversibles, au point de vue du sens des variations de volume accompagnant les changements magnétiques, montre que ces phénomènes ne diffèrent que par leur plus ou moins grande stabilité, mais ne sont pas essentiellement différents. On devra donc chercher à les expliquer par des causes de même nature, et une théorie qui rendra compte des deux ordres de phénomènes devra être préférée à une théorie limitée à l'une des classes.

Les difficultés de la théorie physique, très grandes déjà lorsqu'on l'applique aux alliages irréversibles, deviennent insurmontables dans les alliages réversibles.

Ces derniers passent, en effet, graduellement, sur une courbe réversible à très peu de chose près, d'un état à l'autre, dans un intervalle de température étendu, et peuvent, pour des teneurs voisines de 25 0/0 de nickel, arriver à l'état non magnétique déjà au-dessous de zéro. La théorie physique exigerait la formation de tensions se produisant graduellement à température ascendante et disparaissant dans la même mesure à température descendante, ces tensions étant des fonctions continues et bien définies de la température. Il faudrait admettre, par conséquent, qu'au fur et à mesure

de la formation des enveloppes, à toute température, de fortes compressions s'établissent aussitôt, ce qui semble impossible.

Ces objections à la théorie proposée par M. Houllevigue ne lèvent pas, il est vrai, celles que l'on peut opposer à celle des équilibres chimiques ou de la polymérisation; mais ces dernières semblent beaucoup moins graves.

ABAQUES RELATIFS A LA RÉFLEXION VITRÉE ;

Par M. A. LAFAY.

1. — Bien que les calculs numériques exigés par l'application des formules de Fresnel ne soient ni longs ni compliqués, il peut cependant y avoir avantage à construire des abaques convenables, susceptibles de faciliter la solution des principaux problèmes pratiques dont ces formules sont la clef.

C'est le but que nous nous sommes proposé dans cette note, en appliquant à la réflexion vitrée la méthode nomographique, si féconde, des points alignés [1], que l'on doit à M. d'Ocagne.

2. — Considérons un rayon polarisé dans le plan d'incidence et caractérisé par une amplitude vibratoire a normale à ce plan ; les amplitudes correspondantes a_1 et a' des rayons réfléchi et réfracté, *comptés positivement du même côté du plan d'incidence*, ont pour valeur :

$$a_1 = a \frac{\sin(i' - i)}{\sin(i' + i)},$$

$$a' = a \frac{2 \cos i \sin i'}{\sin(i' + i)},$$

i' désignant l'angle de réfraction lié à l'angle d'incidence i et à l'indice n du miroir par la relation

$$\sin i = n \sin i'. \tag{1}$$

Posant :

$$h = \frac{\sin(i' - i)}{\sin(i' + i)}, \tag{2}$$

---

[1] M. d'Ocagne, qui avait d'abord adopté le terme de *points isoplèthes* (*Nomographie*, ch. IV), lui a, dans un Mémoire récent (*Bull. de la S. math.*, t. XXVI, p. 31), substitué celui de *points alignés*.

il vient :

$$(3)\qquad a_1 = h \cdot a, \qquad a' = +\sqrt{1-h^2} \cdot a \cdot \frac{\operatorname{tg} i'}{\operatorname{tg} i}\ (^1).$$

De même, dans le cas de la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, si b, b_1 et b' sont les amplitudes vibratoires des rayons incident, réfléchi et réfracté, on a :

$$b_1 = b\,\frac{\operatorname{tg}(i-i')}{\operatorname{tg}(i+i')}, \qquad b' = b\,\frac{2\cos i \sin i'}{\sin(i'+i)\cos(i-i')};$$

c'est-à-dire

$$(4)\qquad b_1 = k \cdot b \qquad b' = +\sqrt{1-k^2} \cdot b \cdot \frac{\operatorname{tg} i'}{\operatorname{tg} i},$$

en faisant

$$(5)\qquad k = \frac{\operatorname{tg}(i-i')}{\operatorname{tg}(i+i')}.$$

3. — Les facteurs h et k que nous venons de définir, intervenant dans toutes les questions relatives à l'intensité et à la polarisation de la lumière réfléchie et réfractée, il importe de pouvoir les déterminer facilement en fonction de l'indice n du miroir et de l'angle d'incidence i.

A cet effet, éliminons i' entre (1) et chacune des équations (2) et (5), il vient :

$$\frac{1+h}{1-h} = \frac{\cos i}{\sqrt{n^2-\sin^2 i}}, \qquad \frac{1+k}{1-k} = \frac{n^2 \cos i}{\sqrt{n^2-\sin^2 i}}.$$

Après avoir chassé les radicaux, ces formules se mettent sous la forme :

$$(6)\quad \begin{vmatrix} 0 & -2\cos^2 i & 1 \\ 1 & 2(n^2-1) & 1 \\ \left(\frac{1+h}{1-h}\right)^2 & 0 & 1 \end{vmatrix} = 0 \qquad (7)\quad \begin{vmatrix} 0 & -2\cos^2 i & 1 \\ n^4 & 2(n^2-1) & 1 \\ \left(\frac{1+k}{1-k}\right)^2 & 0 & 1 \end{vmatrix} = 0.$$

On en déduit, d'après un théorème élémentaire de géométrie analytique, que les points (*fig.* 1)

$$A \begin{cases} x = 0 \\ y = -2\cos^2 i \end{cases} \qquad B \begin{cases} x = 1 \\ y = 2(n^2-1) \end{cases} \qquad C \begin{cases} x = \left(\frac{1+h}{1-h}\right)^2 \\ y = 0, \end{cases}$$

(1) Si l'on appelait α la racine carrée de l'intensité de la lumière réfractée, on aurait simplement :

$$\alpha = \sqrt{1-h^2} \cdot a,$$

car le principe des forces vives donne : $a_1^2 + \alpha^2 = a^2$; mais a', défini par la formule précédente (p. 96), ne coïncide pas avec α. On a :

$$a' = \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} i'}{\operatorname{tg} i}$$ (Mascart, *Optique*, t. II, p. 400 et 402).

Ce qui intéresse en pratique, c'est uniquement α et, par suite, le rapport h.

sont en ligne droite et qu'il en est de même pour :

$$A \begin{cases} x = 0 \\ y = -2\cos^2 i \end{cases} \qquad B' \begin{cases} x = n^4 \\ y = 2(n^2 - 1) \end{cases} \qquad C' \begin{cases} x = \left(\frac{1+k}{1-k}\right)^2 \\ y = 0. \end{cases}$$

Dessinons les séries de points A, B, C, B′ et C′, qui correspondent aux valeurs à cotes rondes des quantités i, n, h et k, et inscrivons à côté de chacun d'eux la valeur de l'argument dont il est fonction; il suffira, sur le dessin ainsi obtenu, de prolonger l'aligne-

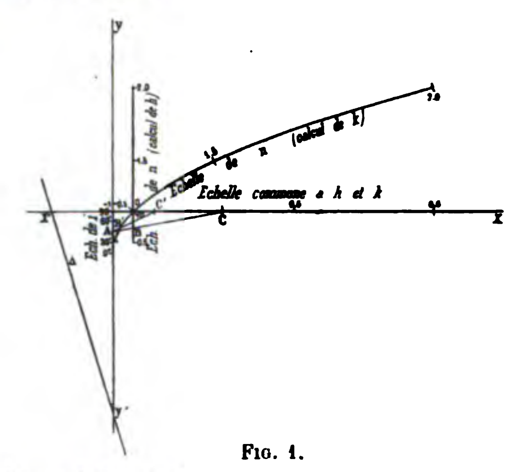


Fig. 1.

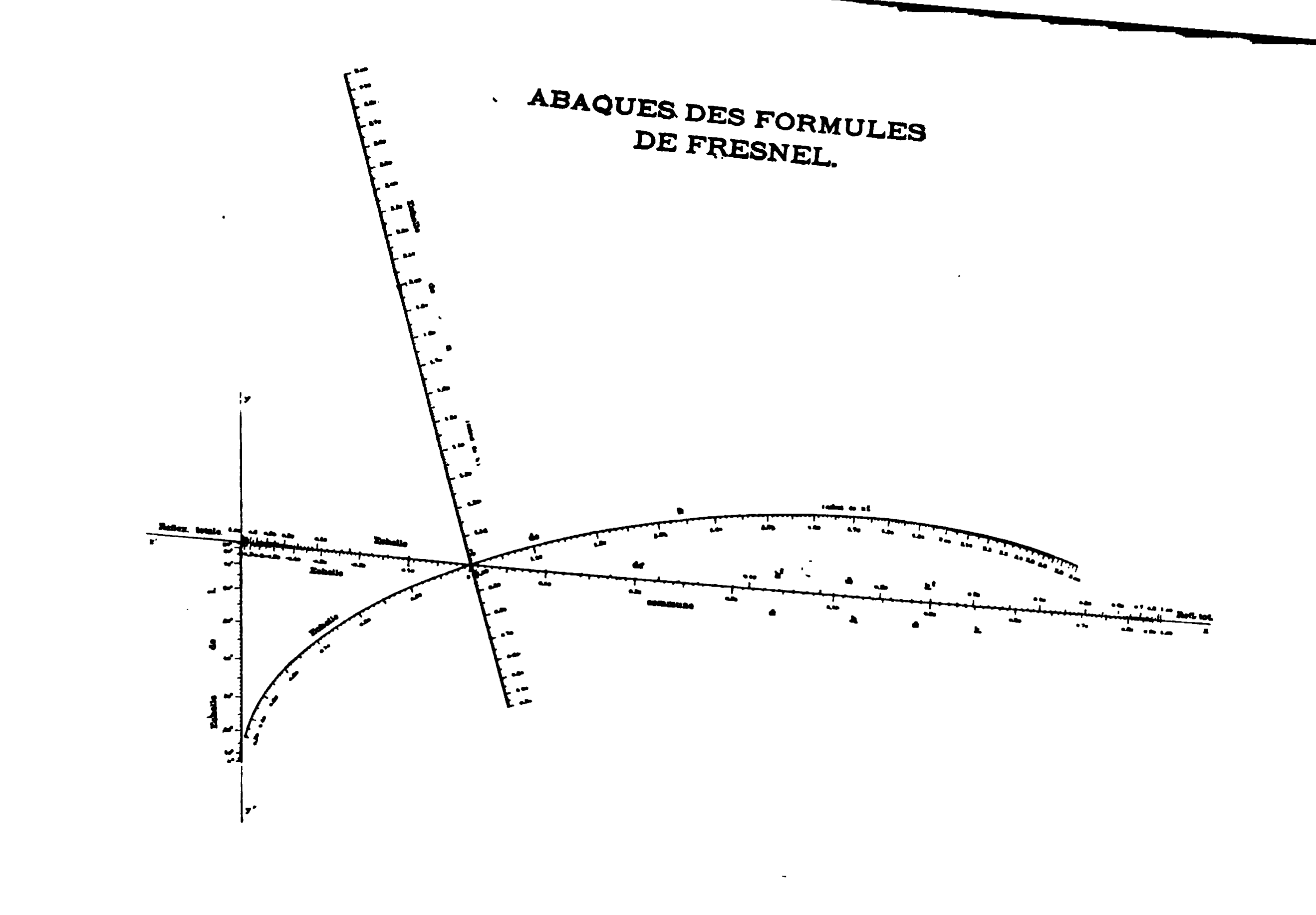
ment AB déterminé par deux valeurs quelconques de i et n pour obtenir un point C, à côté duquel on peut lire la valeur de h telle qu'on la déduirait de la formule (2). On voit sans peine qu'il en est de même pour k ; nous sommes donc en possession des abaques des relations (2) et (5).

4. — Sous cette forme, ces abaques ne seraient guère pratiques ; la planche nous montre en effet, entre autres inconvénients, que l'échelle commune à h et k est excessivement contractée de 1 à 0, et s'étend au contraire à l'infini pour lès valeurs voisines de 1. Nous avons donc été conduits à construire la planche ci-contre qui se déduit de (1) par la transformation homographique [1] :

$$X = M \frac{14x}{\frac{1}{3}x + \frac{1}{10}y + 1}, \qquad Y = M \frac{4y}{\frac{1}{3}x + \frac{1}{10}y + 1}.$$

[1] M. d'Ocagne a fait voir, dans sa *Nomographie* (p. 59), le parti qu'on pouvait tirer de l'homographie au point de vue de la meilleure disposition à donner à un abaque à points alignés. Nous savons qu'il revient en détail sur ce sujet dans le grand *Traité de Nomographie* qu'il va faire paraître incessamment.

ABAQUES DES FORMULES DE FRESNEL.



Ces formules, dans lesquelles M désigne un facteur de proportionnalité, contiennent en dénominateur le premier membre de l'équation de la droite Δ (*fig.* 1) :

$$\frac{1}{3}x + \frac{1}{10}y + 1 = 0.$$

La figure transformée n'est donc qu'une perspective de la première, telle que la droite Δ soit rejetée à l'infini.

Enfin nous avons ajouté sur l'échelle commune à h et k une graduation donnant directement les valeurs des *coefficients* de réflexion h^2 et k^2.

5. — Nous allons éclaircir l'emploi de ces abaques par un exemple numérique.

Un faisceau de lumière naturelle d'intensité 100 tombe sous l'incidence de 36° sur la surface plane d'un milieu d'indice $n = 1,68$.

L'alignement $i = 36°$ avec $n = 1,68$ (échelle pour le calcul de h) donne $h^2 = 0,103$; de même en prenant $n = 1,68$ sur l'échelle relative à k, on obtient $k^2 = 0,034$. D'où

$$\text{Intensité du rayon réfléchi} = 100\,\frac{h^2 + k^2}{2} = 6,84\,;$$

$$\text{Intensité du rayon réfracté} = 100\,\frac{2 - h^2 - k^2}{2} = 93,16.$$

Le rayon réfléchi contient une fraction :

$$f = \frac{h^2 - k^2}{h^2 + k^2} = 0,506$$

de lumière polarisée dans le plan d'incidence, et le rayon réfracté une fraction :

$$f' = \frac{h^2 - k^2}{2 - h^2 - k^2} = 0,037$$

de lumière polarisée perpendiculairement à ce plan.

Il importe de remarquer que, si n est inférieur à 1, l'alignement déterminé par certaines valeurs de i peut couper l'axe XX' en dehors de la partie graduée de l'échelle commune à h et k ; les formules (2) et (5) n'ont alors aucune signification ; car l'on se trouve dans le cas de la réflexion totale.

6. — Nous terminerons cette note en indiquant la possibilité de

construire un abaque donnant directement la valeur du rapport $\frac{k}{h} = t$.

A cet effet éliminons i entre (1) et

$$t = -\frac{\cos(i+i')}{\cos(i-i')}.$$

Nous pourrons obtenir de la même manière qu'au paragraphe 3 la relation

$$\begin{vmatrix} -\operatorname{tg}^2 i & \frac{1}{\sin^2 i} & 1 \\ 0 & \frac{1}{n^2} & 1 \\ \left(\frac{1+t}{1-t}\right)^2 & 0 & 1 \end{vmatrix} = 0,$$

qui conduit à des constructions analogues.

Il serait donc facile, en graduant convenablement l'échelle relative à t, d'évaluer directement une fonction quelconque de cette quantité et en particulier l'expression

$$f = \frac{h^2 - k^2}{h^2 + k^2} = \frac{1 - t^2}{1 + t^2},$$

dont nous nous sommes servis plus haut.

SUR LA LOI DE JOULE ET LA LOI DE GAY-LUSSAC;

Par M. H. PELLAT.

M. Félix Carré, à la page 718 du tome VII de ce *Journal* montre, à la façon ordinaire [1], que pour un gaz qui obéit à la loi de Joule on a la relation connue :

$$T = p\psi(v);$$

mais il en déduit qu'un pareil gaz n'obéit pas forcément à la loi de Gay-Lussac.

---

(1) Voir, en particulier, mon *Cours de Thermodynamique*, p. 212.

Il faut distinguer :

Pour un gaz qui n'obéit pas à la loi de Mariotte, il y a deux lois de Gay-Lussac : la première est α constant dans la relation $p = p_0 (1 + \alpha t)$ à volume constant, la seconde est β constant dans la relation $v = v_0 (1 + \beta t)$ à pression constante, la température étant comptée sur l'échelle thermodynamique ($t = T_0 - T$), ou, ce qui revient pratiquement au même, sauf pour les très basses températures, sur l'échelle du thermomètre normal.

C'est évidemment de la seconde de ces lois que veut parler M. Carré, car la première se déduit de la loi de Joule *seule*.

De la relation ci-dessus on tire en effet :

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0} \quad \text{ou} \quad p = p_0 \left(1 + \frac{T - T_0}{T_0}\right) \quad \text{ou} \quad p = p_0 (1 + \alpha t),$$

en posant :

$$\alpha = \frac{1}{T_0}.$$

α, étant l'inverse de la température thermodynamique de la glace fondante, est une constante absolue, *la même pour tous ces gaz ;* c'est la première loi de Gay-Lussac.

Réciproquement, de la première loi de Gay-Lussac *seule* on déduit, grâce aux principes de la thermodynamique, la loi de Joule [1]. Ces deux lois sont donc équivalentes.

V. LANG. — Bestimmung der Capacität mit der Wage (Détermination de la capacité par la balance). — *Sitz. der. Ak. der Wiss. in Wien*, CVI, II, avril 1897.

Une bobine II est suspendue à un bras d'une balance, ses spires horizontales. Une autre bobine fixe I, à spires également horizontales, est placée en dessous. Elle est traversée par un courant alternatif. Si la bobine II est fermée sur elle-même, il s'y développe un courant induit avec un retard de phase théorique de 90°, mais plus grand en réalité, à cause de sa self-induction. Mais, si on met les fils de cette bobine II en relation avec un condensateur, la différence de phase est

---

(1) *Loc. cit.*, p. 196.

comprise entre 90° et 0, et une attraction G se produit entre les deux bobines, donnée par la rotation :

$$G = MI^2b^2wC \frac{I - b^2LC}{I - 2b^2LC + (w^2 + b^2L^2)\, b^2C^2},$$

où M est une constante de proportionnalité, I l'amplitude, $t = \frac{2\pi}{b}$ la période du courant inducteur, w et L la résistance et la self-induction de la bobine induite II, C la capacité du condensateur.

En opérant avec des capacités faibles (quelques microfarads), on peut écrire :

$$G = MI^2b^2wC(1 + b^2LC),$$

ou :

$$G = PC(1 + \alpha C),$$

P et α étant des constantes d'une installation.

De l'attraction G des deux bobines on pourra déduire C.

A. GALLOTTI.

A. RIGHI. — Descrizione di una disposizione sperimentale assai semplice per la mesura di spostamenti rettilinei piccolissimi (Description d'une disposition expérimentale assez simple pour la mesure des déplacements rectilignes très petits). — *R. Acc. delle Sc. dell'Istit. di Bologna*, 30 maggio 1897.

Ce dispositif, très simple à comprendre par l'examen d'une figure, se compose essentiellement de deux fils de soie parallèles tendus verticalement entre un point fixe et le point variable. Deux petites barres métalliques horizontales sont appliquées l'une contre l'autre par des vis, de façon à enchâsser les fils vers leur milieu. Elles portent par côté un petit miroir. A cause du défaut de symétrie du système et du poids du miroir, elles tournent un peu sur elles-mêmes de façon que le plan de jonction ne soit plus tout à fait vertical ; mais la tension des fils limitera ce mouvement. Si les extrémités des fils se rapprochent ou s'éloignent, l'inclinaison augmentera ou diminuera, et ces déplacements pourront être amplifiés par le miroir.

A. GALLOTTI.

A. RIGHI. — Sull'orientazione di un disco di selenite in un campo ellettrico uniforme (Sur l'orientation d'un disque de sélénite dans un champ électrique uniforme). — *R. Acc. delle Sc. dell'Ist. di Bologna*, 30 mai 1897.

On sait qu'il existe, dans tous les diélectriques qui ne sont pas amorphes ou cristallisés dans le système cubique, trois directions orthogonales dites axes de polarisation électrique, suivant lesquelles la polarisation se fait parallèlement au champ qui la produit. Des trois constantes diélectriques correspondantes, l'une est maximum, une autre minimum pour toutes les constantes correspondant aux autres directions.

La relation de Maxwell $n^2 = D$ montre alors que ces trois axes doivent coïncider avec les trois axes d'élasticité optique, l'indice de réfraction maximum correspondant à la constante maximum, etc.

Pour les premiers systèmes cristallins, cela résulte d'une raison de symétrie. Pour les deux derniers, il faut le vérifier par l'expérience.

Pour la sélénite, l'auteur a déjà fait la détermination des axes correspondant aux trois indices de réfraction principaux pour les ondes électromagnétiques (1). L'axe d'indice maximum coïncide avec la direction de la cassure secondaire non fibreuse, les autres avec l'axe de symétrie et avec la perpendiculaire à cette cassure.

Il a cherché si l'axe de constante diélectrique maximum se trouvait dans la cassure. Il a repris pour cela une expérience de Knoblauch (2). On suspend par un fil un disque horizontal de sélénite de 2 millimètres de rayon sur 2 millimètres d'épaisseur, taillé parallèlement à la cassure principale et parfaitement régulier (ce dont on s'assure en le faisant tourner sur lui-même rapidement et en constatant que le mouvement n'est pas visible). Ce disque est placé entre deux plateaux métalliques qui reçoivent des charges alternatives par le dispositif de Lecher. Le disque doit alors se placer de façon que l'axe cherché soit parallèle aux lignes de force du champ électrique. Pour annuler la torsion du fil, on tourne sa partie supérieure de façon que le disque garde la même position, que la décharge passe ou non. Grâce à cette précaution, M. Righi a trouvé, contrairement à Knoblauch, que la direction des lignes de force est alors bien parallèle

(1) *Rend. Lincei*, 16 maggio 1897.
(2) *Pogg. Ann.*, LXXXIII, p. 289 ; 1851.

à la direction de la cassure non fibreuse, ce qui vérifie la loi de Maxwell.

A. Gallotti.

C. BASSI. — Sulla sede e sulla qualita dell'imagine oftalmoscopica (Étude de physique médicale sur la position et la nature de l'image ophtalmoscopique). — *Atti della R. Acc. Lucchese di Sc. Lett. ed. arte*, XXIX, 417.

J.-H. KELLOGG. — An exact method for determining the Capacity of the Stomach and the Amount of Residual Contents (Méthode exacte pour déterminer la capacité de l'estomac et le volume des matières contenues). — *Modern Medicine.*

S. BAUDRY. — Démonstration d'un procédé facile et certain de provoquer la diplopie monoculaire à l'aide du prisme simple. Son application à la recherche de la simulation de la cécité unilatérale (XII° Congrès international de Médecine ; Moscou, août 1897).

L'auteur passe en revue les différents procédés proposés pour résoudre la question indiquée. Il décrit une disposition simple permettant de produire à volonté, sur un sujet qui ne peut s'en rendre compte, soit la diplopie monoculaire par un prisme, soit la diplopie binoculaire par l'intermédiaire d'une lame à faces parallèles.

A. Gallotti.

A. WITZ. — Analyse d'une machine compound (Lille, imprimerie Danel, 1896).

Résultats d'une étude faite sur une machine Dujardin et Cie, mettant en évidence l'avantage des enveloppes des cylindres.

A. PFLUGER. — Prüfung der Ketteler-Kelmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anormal dispergirender, fester Farbstoffe (Contrôle des formules de dispersion de Ketteler-Helmholtz à l'aide des constantes optiques des milieux colorés solides présentant la dispersion anormale). — *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 173-214 ; 1898. — Prüfung der Cauchy'schen Formeln der Metallreflexion an den optischen Constanten des festen Cyanins (Épreuve des formules de Cauchy sur la réflexion métallique, à l'aide des constantes optiques de la cyanine solide) ; p. 215-224. — Nachtrag zu der Abhandlung : Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln (Addition au mémoire précédent ; p. 225-228.

I. Les phénomènes de dispersion anomale montrent avec toute évidence que l'indice de réfraction et le pouvoir absorbant ne sont pas indépendants. Pour chercher les relations qui les unissent, pour

contrôler les formules auxquelles conduisent les théories, il faut connaître comment ces deux coefficients varient, pour un même corps, avec la longueur d'onde (en se bornant au cas particulier de l'incidence normale).

La méthode directe consistant à mesurer l'un et l'autre de ces coefficients, pour diverses radiations prises dans le spectre, se présente naturellement à l'esprit. C'est cette mesure directe qu'a adoptée M. Pflüger, dans le cas de la *fuchsine* et de la *cyanine* solides, et qui constitue la partie expérimentale de son premier mémoire. Il a déterminé successivement les *indices d'extinction* γ (1) et les *indices de réfraction* n.

Indices d'extinction. — Les corps sont déposés sous forme de couches continues sur des glaces, par évaporation de solutions alcooliques de concentrations convenables. L'épaisseur des couches employées est d'environ 0µ,2 dans le plus grand nombre de cas.

La mesure de cette épaisseur est faite par le procédé optique dont le principe a été indiqué par Wiener, puis on fait la mesure (photométrique) du coefficient d'absorption. Des deux mesures on déduit l'indice d'extinction. Je ne puis décrire la méthode employée pour ces deux mesures ; elle diffère peu, dans son principe, de celles que M. Bloch (2) a employée dans son étude sur les pellicules de collodion teintes par la fuchsine. L'auteur a eu connaissance trop tard de ce travail ; certaines des difficultés qu'il signale s'y trouvent levées (3).

Les nombres trouvés pour la fuchsine mettent bien en évidence l'énorme absorption de ce corps dans la région verte du spectre, absorption du même ordre que l'absorption d'un métal. L'indice d'extinction, pour certaines radiations, dépasse en effet l'unité. Pour la longueur d'onde, 0,527, les nombres trouvés oscillent entre 1,16 et 1,29. La concordance n'est pas satisfaisante, parce que les mesures sont extrêmement difficiles.

---

(1) Je rappelle la définition de ce coefficient. L'*amplitude* d'une vibration traversant une épaisseur du milieu égale à une longueur d'onde λ (dans le vide) est réduite dans le rapport de 1 à $e^{2\pi\gamma}$.

(2) Bloch, Thèse de Doctorat, 1896 ; — *J. de Phys.*, t. VII, p. 69 ; 1898.

(3) Le procédé photométrique employé par M. Bloch a l'avantage que les variations de la source servant à mesurer le pouvoir absorbant sont sans influence.

Au contraire, l'étude de la cyanine est plus facile et les résultats sont satisfaisants. Les mesures ont été faites avec quatorze radiations du spectre visible. La valeur la plus grande trouvée pour l'indice d'extinction a été 0,75 pour la longueur d'onde 0,570.

Indices de réfraction. — M. Pflüger emploie la méthode directe du prisme : les prismes déposés sur verre ont un angle compris entre 1' et 2'. Les mesures sont faites par un procédé décrit par l'auteur dans un travail antérieur. Elles sont étendues à l'ultra-violet ; pour cela, le prisme est interposé sur le trajet des rayons allant former sur une plaque photographique le spectre d'un réseau de Rowland. Malgré la difficulté de ces dernières mesures, la dispersion des deux corps étudiés a pu être étudiée jusqu'à $\lambda = 0,344$ pour la fuchsine, jusqu'à $\lambda = 0,288$ pour la cyanine. Ce dernier corps n'absorbe pas sensiblement l'ultra-violet, tandis que la fuchsine absorbe énergiquement les radiations au-delà de $\lambda = 0,320$.

La forme de ces courbes, dans les bandes d'absorption, est bien celle que l'on pouvait prévoir, d'après les résultats de MM. Bloch et Stcheglayew (fuchsine dans le collodion, ou dissoute dans l'aniline).

On trouvera (p. 203) la courbe de dispersion anomale de la fuchsine et (*fig.* 1, pl. I) la courbe de la cyanine, avec la courbe d'absorption.

II. *Formules de Ketteler-Helmholtz.* — Étant ainsi en possession de données expérimentales directes, M. Pflüger a recherché si les formules auxquelles Ketteler et Helmholtz sont arrivés par des voies théoriques différentes représentent bien les faits.

Ces formules sont les suivantes :

$$n^2 - \gamma^2 - 1 = \sum \frac{D\lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}$$

$$2n\gamma = \sum \frac{Dg\lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}$$

Il y a autant de termes dans les sommes des seconds membres qu'il y a de systèmes vibrants distincts dans le milieu considéré. Dans chaque terme, λ_m, g, D sont des constantes.

M. Pflüger a étudié ces formules dans le cas de la cyanine, pour laquelle les données expérimentales sont plus sûres : il a employé, pour le contrôle, le procédé employé par Ketteler. En gros, le procédé revient à calculer les constantes de la seconde formule et à

voir si la première se vérifie. M. Pflüger a dû prendre *sept* termes dans la somme, à cause de la forme particulière des courbes représentant n et γ. Cette détermination faite, il a pu constater que *l'autre formule se vérifie, à l'exception de la partie rouge du spectre.*

III. Le second mémoire de M. Pflüger a pour objet le contrôle des formules de Cauchy à l'aide des résultats des mesures directes. Ces formules permettent, comme on sait, de déduire de l'étude plus facile de la réflexion les valeurs (pour l'incidence normale en particulier) des indices n, γ du corps absorbant. On sait que de nombreux travaux ont montré que, pour ce qui concerne les indices de réfraction, la théorie et les mesures directes sont d'accord, et que M. Bloch est arrivé à la conclusion qu'il en est de même des indices d'extinction.

M. Pflüger a fait ce contrôle dans le cas de la cyanine. Un faisceau intense de lumière blanche est réfléchi successivement sur deux miroirs parallèles compris entre deux nicols : la position des franges noires dans le spectre donne immédiatement l'incidence principale et l'azimuth de polarisation rétablie, et ces deux données permettent, comme on sait, de calculer n et γ. Les valeurs ainsi calculées pour les indices de réfraction s'accordent bien avec les valeurs observées directement. Il en est de même pour les indices d'extinction, *sauf dans la partie rouge du spectre.*

C'est précisément dans cette région que les formules de Ketteler-Helmholtz ne se vérifiaient pas. M. Pflüger a alors pensé que la cause du désaccord provenait d'erreurs commises, dans cette région du spectre, lors de la mesure difficile du coefficient d'extinction. Dans son dernier mémoire il trouve que les formules de Ketteler-Helmholtz se vérifient bien si 'on admet pour γ, dans le rouge, les valeurs déduites de l'étude de la réflexion. Aussi conclut-il de l'ensemble de ces recherches que *les formules de Ketteler-Helmholtz représentent bien les phénomènes de dispersion anomale.* Il en résulte aussi, me semble-t-il, qu'il y aurait un grand intérêt à trouver de meilleures méthodes pour mesurer l'absorption.

A. Cotton.

B.-O. PEIRCE. — **On the induction coefficients of hard steel Magnets** (Sur les coefficients d'aimants d'acier). — *Amer. Journ. of Sc.*, t. II; 1896.

ARTHUR DURWARD. — **On the Temperature coefficient of certain seasoned Hard Steel Magnets** (Sur l'influence de la température sur des aimants d'acier). — *Id.*, t. V; 1898.

B.-O. PEIRCE. — **On the Properties of seasoned Magnets mode of self hardening steel** (Sur les propriétés d'aimants d'acier). — *Id.*, t. V; 1898.

Résultats détaillés de l'étude d'un grand nombre d'aimants permanents préparés par les procédés de Barus et Strouhal (1); les auteurs cherchent la matière, la forme et la préparation les plus favorables à la constance de l'aimantation.

Ch. MAURAIN.

O. PEIRCE et R. WILLSON. — **On the thermal conductivities of certain poor conductors** (Sur la conductivité thermique de corps mauvais conducteurs). — *Proceed. of the Amer. Acad. of Arts and Science*, t. XXXIV; août 1898.

Les auteurs étudient d'abord théoriquement la distribution finale des températures dans un cylindre droit à base circulaire, dont les bases et la surface latérale sont maintenues respectivement à une température fixe.

Ils décrivent ensuite deux dispositions expérimentales permettant, l'une de déterminer la conductivité en valeur absolue, et l'autre de comparer les conductivités de deux échantillons.

La première de ces dispositions a été appliquée à différents échantillons de marbre, pour lesquels on a trouvé des conductivités variant de 0,00501 à 0,00761. Les auteurs se proposent d'étudier d'autres corps et la variation de la conductivité avec la température.

On trouvera aussi, dans ce mémoire, la bibliographie des travaux antérieurs.

Ch. MAURAIN.

---

(1) *Bull. of the U. S. Geol. Survey*, 1885, n° 14.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5e série, t. LXVI; août 1898.

GUSTAF E. SVEDELIUS. — **Measurement of the anomalous changes in the Length and Temperature of Iron and Steel during recalescence (Mesure des variations anomales de la longueur et de la température du fer et de l'acier pendant la recalescence.) — P. 173.**

M. Svedelius a cherché comment ces variations de longueur dépendaient de la proportion de carbone, de diverses conditions d'échauffement et de refroidissement, de trempe et de recuit, et comment elles se rattachent aux variations de température. Les variations de longueur étaient mesurées à l'aide d'un dilatomètre analogue à celui d'Angstrom muni d'un petit miroir mobile. On enregistrait ses indications sur une plaque photographique à côté de celles d'un galvanomètre relié à une pince thermoélectrique qui donnait les températures.

Les courbes obtenues montrent l'existence d'une contraction anomale D pendant l'échauffement et d'une expansion anomale D', plus grande que D, qui se produit pendant le refroidissement. La grandeur de D et D' dépend de la proportion de carbone ; elle augmente quand la proportion de carbone varie de 0,1 à 0,6 0/0, et diminue quand cette proportion s'élève de 0,6 0/0 à 1 0/0.

L'expansion D' ne se produit pendant le refroidissement que si, pendant l'échauffement, la contraction D s'est produite ; et D' est d'autant plus grand que le métal a été chauffé davantage au-delà de la température à laquelle D s'est produite. Pour tremper le métal, il faut le chauffer de manière à produire D, puis le refroidir brusquement, avant que la température ne se soit abaissée assez pour que D' commence à se produire. Les variations anomales de longueur et de température sont simultanées; mais les intensités de ces deux phénomènes ne semblent pas liées l'une à l'autre d'une façon simple. Les nombres trouvés par M. Svedelius s'écartent de ceux qu'a donnés M. Le Chatelier; les divergences peuvent être expliquées par la différence des échantillons étudiés.

EDWIN EDSER et C.-P. BUTLER. — **A simple Method of reducing prismatic spectra (Méthode simple pour réduire au spectre normal les spectres fournis par des prismes). — P. 207.**

Cette méthode est fondée sur la production de bandes d'interférence dans un spectre continu. Ces bandes sont obtenues en plaçant contre la fente du collimateur deux lames de verre, de préférence argentées, séparées par une très mince couche d'air. La direction des bandes que l'on voit en éclairant le système avec la lumière du sodium est parallèle à la fente, et le collimateur reçoit un faisceau faiblement convergent venant d'une lampe à arc. On peut observer directement ou photographier le spectre obtenu.

Les lignes brillantes correspondent à des longueurs d'onde satisfaisant aux équations

$$n\lambda_0 = (n+1)\lambda = ... = (n+r)\lambda_r = ... = (n+m)\lambda_m.$$

Si on connaît les longueurs d'onde λ_0 et λ_m de deux lignes assez éloignées l'une de l'autre, par exemple les raies D et H du spectre solaire, on en tirera $n = \frac{m\lambda_m}{\lambda_0 - \lambda_m}$ et $\lambda_r = \frac{n\lambda_0}{n+r}$. Si l'on veut déterminer les longueurs d'onde correspondant à un grand nombre de lignes du spectre on peut recourir à un procédé graphique simple. En considérant la fréquence des vibrations $L = \frac{1}{\lambda}$, on peut écrire l'équation $(n+r)\lambda_r = C^{te}$, sous la forme $L_r = K(r+n)$. La ligne représentant L en fonction de r est donc une droite.

T.-E. DOUBT. — **Note on the measurement of colour and the determination of white Light (Note sur les mensurations relatives aux couleurs et sur la détermination de la lumière blanche). — P. 216.**

Les expériences de Maxwell sur le mélange des couleurs l'ont conduit à écrire, pour représenter la lumière blanche, des équations de la forme

$$W = aP + bQ + cR.$$

Dans ces expériences, Maxwell employait comme source lumineuse un écran blanc diffusant éclairé par la lumière du soleil ; la qualité de la lumière diffusée par l'écran dépendait donc de la nature de l'écran et de l'état de l'atmosphère. De plus, dans l'appareil de

Maxwell comme dans ceux de lord Rayleigh et de Helmholtz, il existe, entre les plages lumineuses que l'on compare, une raie noire défavorable à l'observation. M. Doubt a cherché à éviter ces inconvénients en opérant avec la lumière d'un bec Argand, d'une lampe Carcel et d'une lampe à acétate d'amyle. Dans l'appareil qu'il emploie, un système de deux prismes, intercalés entre deux lentilles, est éclairé par une fente lumineuse et donne à la surface d'un miroir concave un spectre réel. Contre ce miroir se trouve un écran muni de fentes dont on peut à volonté modifier la position et la largeur, pour isoler dans des proportions connues telles radiations que l'on veut. Les rayons réfléchis par le miroir repassent à travers les lentilles et les prismes, puis sont réfléchis, sous une incidence d'environ 45°, par deux miroirs argentés très voisins et presque parallèles. La légère inclinaison que l'on peut donner à ces miroirs l'un sur l'autre amène au contact les plages lumineuses observées ; on les fait empiéter l'une sur l'autre.

L'appareil permet de comparer des mélanges d'un nombre quelconque de couleurs à la lumière de la source qui les a fournies. Les longueurs d'onde correspondant aux diverses positions des fentes sur le miroir concave sont connues par la même méthode d'interférences qu'avec la boîte de Maxwell; la largeur de ces fentes est mesurée en dixièmes de millimètre. Les coefficients a, b, c, ainsi trouvés, sont un peu différents de ceux qu'a indiqués Maxwell, et la lumière composée comme Maxwell l'indique, pour obtenir du blanc, apparaît d'un vert jaunâtre brillant.

Pour étudier la sensibilité de l'œil, on cherchait à former avec trois couleurs simples une tache lumineuse pareille à la lumière de la source ; on laissait constant deux des coefficients, a, b, c, et des tâtonnements faisaient connaître la précision avec laquelle le troisième était déterminé.

W.-E. ADENEY et JAMES CARSON. — On the mounting of the large Rowland Spectrometer in the royal University of Ireland (Installation du grand spectromètre de Rowland à l'Université royale d'Irlande). — P. 223.

Le spectromètre est installé dans une pièce éclairée par la lumière du jour ; le réseau et la fente éclairée sont placés aux extrémités d'une sorte de large tuyau en bois à section rectangulaire, reposant sur un support métallique.

Un second tuyau, qui aboutit aussi au réseau, porte à son autre extrémité l'oculaire ou le châssis photographique. Ces deux tuyaux peuvent prendre l'un sur l'autre telle inclinaison que l'on veut. Dans ce but, on a muni leurs parois de volets mobiles, et certaines portions sont fermées par de l'étoffe; l'ensemble est imperméable à la lumière, suffisamment pour ne pas voiler les plaques photographiques.

J.-D. EVERETT. — On Dynamical Illustrations of certain optical Phenomena (Sur les illustrations mécaniques de certains phénomènes optiques). — P. 227.

On a souvent cherché à illustrer certains phénomènes optiques par des analogies mécaniques tirées du mouvement de chaînes de points matériels ou de pendules s'influençant réciproquement. M. Everett s'est proposé d'établir d'une façon simple les principales propriétés de ces systèmes mécaniques et a considéré en particulier les applications à la dispersion anomale et à la fluorescence.

JOHN TROWBRIDGE. — The behaviour of Air and rarefied gases under powerful electric Stress (Action d'une puissante tension électrique sur l'air et les gaz raréfiés). — P. 243.

M. Trowbridge opère maintenant avec une force électromotrice voisine de 3.000.000 de volts. La résistance initiale de l'air est fortement réduite; au-delà de 1.200.000 volts, la ligne représentant la longueur d'étincelle en fonction de la force électromotrice s'écarte de la ligne droite pour se rapprocher de l'axe des forces électromotrices. La longueur d'étincelle pour 3.000.000 de volts est de 6 pieds et demi; elle serait de 10 pieds si la proportionnalité subsistait. La résistance initiale des milieux raréfiés est également très fortement diminuée : un tube de Crookes résistant au passage d'une étincelle de 8 pouces est brillamment illuminé par une force électromotrice de 3.000.000 de volts, et une décharge qui dure un millionième de seconde suffit pour donner une photographie des os de la main.

T.-C. PORTER. — On a method of viewing Newton's Rings (Sur un mode d'observation des anneaux de Newton).

M. Porter éclaire le système producteur d'anneaux par un faisceau de lumière parallèle venant d'une fente dont la largeur ne dépasse pas l'épaisseur des lentilles employées; dans ces conditions il observe trois systèmes d'anneaux dont les centres sont en ligne droite et qui empiètent partiellement les uns sur les autres. Sa note est accompagnée d'une reproduction photographique du phénomène. Cette méthode permet de voir les anneaux de Newton, en éliminant d'une manière simple toute lumière étrangère à celle qui produit le phénomène; elle fait voir (pour la première fois) les systèmes qui coexistent avec les anneaux primaires, et permet de savoir quelles réflexions doivent intervenir dans la théorie des anneaux observés à la manière ordinaire. L'analyse de ces systèmes d'anneaux, ainsi faite expérimentalement, montre que très probablement l'interférence en lumière monochromatique dans la formation des anneaux n'est jamais absolument complète.

G. Johnstone STONEY. — Evidence that Röntgen Rays are ordinary Light (Preuve que les rayons Röntgen sont de la lumière ordinaire). — P. 253.

C'est un résumé de l'article publié par le même auteur dans le numéro de juin.

R.-H. JUDE. — Note on the application of the gamma Function to an electrostatic problem (Note sur l'application de la fonction gamma à un problème d'électrostatique). — P. 254.

Le problème traité est celui de la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères tangentes.

M. Dufour.

5e série, t. LXVI; septembre 1898.

NAGAOKA et HONDA. — On Magneto-Striction (Déformations magnétiques). — P. 261.

1° *Changement de volume produit par l'aimantation.* — Un morceau de fer, en forme d'ellipsoïde allongé, est placé dans un réser-

voir en verre terminé par une tige capillaire. Le réservoir est rempli d'une dissolution très diluée de soude caustique surmontée d'éther qui s'élève dans le tube capillaire. Le barreau de fer est placé dans le champ magnétisant d'une bobine.

A cause de l'échauffement produit par le passage du courant dans la bobine, on devait observer le niveau du liquide au moment de l'établissement du champ.

Pour des champs variant de 2 à 251 unités C. G. S., donnant des intensités d'aimantation variant de 155 à 1.630, $\frac{\delta v}{v} \times 10^7$ croît rapidement de 0,1 à 1,1, puis lentement jusqu'à 2, à partir de $I = 1.200$.

Pour le nickel, H variant de 55 à 640, I par suite de 320 à 490, $\frac{\delta v}{v} \times 10^7$ varie d'une manière régulière de — 0,6 à — 3,4.

Changement de longueur produit par l'aimantation. — L'appareil était celui déjà décrit (¹).

	H	I	$\frac{\delta l}{l} \times 10^7$
Ellipsoïde de fer.	3	250	1,1
	30	1270	33,1
	253	1600	2,5
Tige de nickel.	15	143	— 11,3
	122	414	— 142,6
	507	485	— 216,5

On a fait les mesures sur les échantillons ci-dessus.

2° *Effet de pressions hydrostatiques et transversales sur l'aimantation du fer et du nickel.* — L'ellipsoïde de fer, ou la tige de nickel, est placé dans un tube en bronze où on peut comprimer de l'eau à de très fortes pressions avec une pompe Cailletet.

Le tube est placé dans une bobine magnétisante de 40 centimètres de long, donnant un champ de 17,7 unités C. G. S. pour un courant de 1 ampère. Le tube est placé verticalement, et l'extrémité inférieure se trouve dans le voisinage d'un magnétomètre. Un autre dispositif identique est placé symétriquement de manière que, lorsqu'on n'exerce aucune pression, il y ait compensation absolue des actions sur le magnétomètre.

Avec le fer on constata qu'une augmentation de pression produi-

(¹) *Phil. Mag.*, XXXVII, 131; — *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IV, p. 32; 1895.

sait une diminution de l'intensité d'aimantation, très petite d'ailleurs, puisqu'une pression de 250 atmosphères pour $H = 54$ produisait une diminution inférieure à $\frac{1}{20000}$ de l'intensité I d'aimantation.

Avec le nickel on trouva une augmentation de l'intensité d'aimantation pour une augmentation de pression, c'est-à-dire pour une diminution de volume de l'échantillon.

Les résultats sont donc réciproques de ceux du paragraphe 1.

On fit la même expérience avec un tube de fer, en n'exerçant la pression que sur la surface extérieure. L'effet fut beaucoup plus grand que dans le cas précédent et de sens contraire.

Cette expérience est la réciproque d'une expérience de lord Kelvin, et l'effet est aussi réciproque.

Effets d'un effort longitudinal sur l'aimantation du fer et du nickel. — On exerçait, sur une tige de fer, une traction de $0^{kg},38$ par millimètre carré produisant un allongement de $0,71 \times 10^{-5}$, et avec le fer on obtenait des variations positives de I croissant d'abord avec H, passant par un maximum, décroissant ensuite et même changeant de signe.

Avec le nickel, δI était d'abord positif, puis devenait négatif et décroissait ensuite en valeur absolue quand H augmentait.

3° Dans la théorie des déformations magnétiques de Kirchhoff, on a :

$$I_n = \left\{ k - k' (\lambda_x + \lambda_y + \lambda_z) - k''\lambda_x \right\} H_x,$$

et deux égalités analogues :

$H =$ champ magnétique, $I =$ intensité d'aimantation, λ_x, λ_y, λ_z, les allongements, $k =$ sensiblement la susceptibilité magnétique.

Des résultats des expériences, les auteurs indiquent le moyen d'obtenir les coefficients k' et k'', qui se trouvent être des fonctions des tensions.

J.-H. VINCENT. — On the Photography of Ripples (Photographie d'ondes liquides). — P. 290.

Continuation des expériences déjà indiquées(1). Il donne des photographies illustrant différents phénomènes optiques : principe de Doppler-Fizeau; interférences produites par deux sources très

(1) *Phil. Mag.*, juin 1897 et février 1898 ; — *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 548 ; 1897 ; et t. VII, p. 381 ; 1898.

voisines; expérience d'Young; expérience cruciale imaginée par Arago pour la théorie de l'émission; phénomène produit par un réseau concave de Rowland; interférences produites par trois sources synchrones, etc.

E. BARTON. — **Attenuation of Electric Waves along a Line of negligible Leakage (Amortissement d'ondes électriques le long d'une ligne de très grande résistance d'isolement). — P. 296.**

Les deux extrémités du secondaire (3.000 ohms, 20 henrys) d'une bobine de Ruhmkorff sont reliées à deux boules distantes de 2 millimètres. Un fil en forme de demi-cercle, long de 2 mètres, relie les deux boules entre lesquelles éclate l'étincelle, à deux plateaux de zinc, de 40 centimètres de diamètre, placés en face de deux plateaux identiques distants de 30 centimètres. De ces deux plateaux partent les deux fils de la ligne (deux fils de cuivre de $1^{mm},5$ de diamètre, distants de 8 centimètres, grâce à des isolateurs en bois imprégnés de paraffine placés de mètre en mètre, de 60.000 mégohms chacun).

L'amplitude des ondes était déterminée au moyen d'un électromètre.

Pour déterminer l'amortissement, on faisait deux lectures, une en plaçant à l'extrémité de la ligne un pont absorbant complètement les ondes, une autre avec un pont les réfléchissant complètement.

Le rapport $r = \frac{\delta_2}{\delta_1}$ des déviations est une fonction de l'amortissement $e^{-\sigma x}$, du coefficient ρ de réflexion et des longueurs l_1 et l_2 de la ligne avant et après l'électromètre.

On calcule ensuite σ théoriquement, d'après une formule d'Heaviside simplifiée, $\sigma = \frac{R'}{2Lv}$; R' = résistance effective aux ondes; L, inductance de la ligne; v = vitesse de la lumière.

Les deux valeurs de σ trouvées par l'expérience et par cette formule ne concordent pas. M. Barton pense que cela tient à ce que les deux fils de ligne ne sont pas assez près l'un de l'autre et à ce que l'onde est rapidement étouffée.

TOMLINSON and KARL PEARSON. — **Note on Continuous Beams (Note sur des poutres continues). — P. 306.**

Les auteurs montrent l'application de la méthode graphique à la recherche des réactions aux points d'appui de poutres continues.

P. BOYNTON. — A quantitative Study of the High Frequences Induction Coil (Étude quantitative de la bobine d'induction à haute fréquence). — P. 312.

L'application des équations de l'induction conduit l'auteur, après de longs calculs, à déterminer, au moyen des constantes de l'appareil de Tesla, la période, la différence de potentiel maximum, le courant, dans les deux cas où le circuit secondaire est fermé sur une capacité ou lorsqu'il est fermé sur une résistance. L'auteur a fait des expériences pour déterminer ces mêmes quantités.

Condensateur primaire : feuilles de mica $25^{mm} \times 30^{mm} \times \frac{5}{8}$ millim., recouvertes d'étain, disposées en deux groupes ;

Condensateur secondaire : deux disques circulaires en laiton de 10 centimètres de diamètre plongés dans du pétrole ;

Bobine primaire : 34,5 tours de gros fil ; 22 centimètres de long, $8^{cm},3$ de diamètre ;

Bobine secondaire : 84 tours en trois couches, 30 centimètres de long, $10^{cm},6$ de diamètre.

En unités C. G. S., on avait :

$$L_1 = 54.000, \qquad L_2 = 454.000, \qquad M = 77.000,$$
$$K_1 \text{ (capacité primaire)} = 1,6 \times 10^{-18}, \qquad K_2 = 2 \times 10^{-20}.$$

R_1 et R_2 pour courant continu sont de l'ordre de $0,05\,\omega$ et et $0,3\,\omega$.

Le circuit secondaire étant ouvert, on déterminera la période des oscillations, en photographiant l'étincelle par la méthode du miroir tournant. La fréquence était de 510.000 environ, d'accord avec le nombre calculé.

La différence de potentiel maximum fut mesurée par la longueur d'étincelle ou avec un électromètre à quadrant, employé par la méthode idiostatique. Cet électromètre se composait d'un seul quadrant, et l'aiguille, d'une moitié seulement, était mobile autour d'un axe horizontal. Le tout était plongé dans l'huile.

L'intensité efficace des courants était mesurée avec un ampèremètre thermique, dû à Hertz.

Les courbes donnant I_1, I_2, V_2 en fonction de V_1, différence de potentiel primaire, sont de même forme parabolique. Les résultats

expérimentaux concordent avec ceux du calcul, en admettant que la résistance de l'étincelle diminue quand le voltage augmente.

Quand le circuit secondaire est fermé par une étincelle, le courant primaire décroît avec la longueur de cette étincelle; le courant secondaire croît au contraire. Ceci paraît en contradiction avec les résultats théoriques trouvés ici, soit à cause des conditions de l'expérience, soit à cause d'une application pas assez rigoureuse des équations de l'induction.

S. HUTTON. — Compound Line Spectrum of Hydrogen (Raie spectrale composée de l'hydrogène). — P. 338.

L'auteur étudie le spectre de l'hydrogène.

L'hydrogène, préparé par la méthode de Bunsen, est soigneusement purifié et absorbé par une lame de palladium.

Le tube à vide était d'abord chauffé et traversé par un couran d'oxygène jusqu'à donner le spectre de l'oxygène pur.

On le remplissait ensuite d'hydrogène fourni par la lame de palladium. On obtint toujours la raie spectrale composée très brillante à des pressions variant de 2 à 0,1 millimètre. La décharge dans le tube capillaire était gris bleu, jamais rouge.

On constata ensuite que l'introduction d'une quantité d'oxygène extrêmement petite suffisait à changer brusquement la couleur de gris bleu en rouge.

Le spectre de l'hydrogène retiré du gaz ammoniac fut trouvé le même que celui de l'hydrogène retiré du palladium.

OLIVER LODGE. — Note on Mr. Sutherland's objection to the Conclusiveness of the Michelson Morley Aether Experiment (Sur l'objection de M. Sutherland relative au caractère concluant de l'expérience de Michelson Morley). — P. 343.

« J'ai montré (1) que, bien que le mouvement de tout le milieu puisse « modifier les *ondes*, il ne produisait aucun effet de premier ordre « sur les *rayons*, ni sur leur chemin, ni sur la durée du trajet, et « puisque c'est ou ce chemin ou la durée du trajet qu'on observe « dans une expérience d'optique, je suis incapable de voir quelque « faute dans le résultat de Michelson Morley, que l'effet du second

(1) *Ph. Trans.*, 1893.

« ordre attendu est *nul*. On peut penser que l'inclinaison variable « du rayon dans différents azimuths puisse avoir une influence négli- « gée neutralisante. Mais l'*onde* n'a pas d'inclinaison. Elle tombe « d'aplomb. La contradiction entre ceci et d'autres expériences qui « montrent définitivement que l'éther n'est pas entraîné par les corps « mobiles, et l'expérience de Fizeau convenablement interprétée, doit « être cherchée, je suppose, dans un phénomène indiqué par Fitzge- « rald, Lorentz, Larmor, qu'il y a un rétrécissement des corps dans « le sens de leur mouvement de l'ordre de $1 - \frac{1}{2}\frac{v^2}{V^2}$, en d'autres « termes qu'une faible distorsion de la table de pierre supportant « l'appareil de Michelson suffit pour compenser exactement l'in- « fluence optique de l'entraînement de l'appareil de l'éther par la « terre. »

WILLIAM SUTHERLAND. — Latent Heat of Evaporation of Zinc and Cadmium (Chaleur latente de vaporisation du zinc et du cadmium). — P. 345.

L'auteur applique la formule de Clapeyron à la détermination de la chaleur latente de vaporisation du zinc et du cadmium, en se servant de résultats donnés par Barus (*Ph. Mag.*, 1890), qui permettent de calculer $\frac{dp}{dT}$.

On trouve 28,3 pour le Zn et 29,6 pour le Cd liquide.

Pour les corps solides, il faut ajouter les chaleurs de fusion. On a 30,1 pour le Zn et 31,1 pour le Cd.

Si on retranche la chaleur équivalente au travail effectué par la dilatation, on obtient 27 pour le Zn et 28 pour le Cd.

E. PERREAU.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXVI, n°s 11 et 12 ; 1898.

E. RIECKE. — Zur Theorie des Galvanismus und der Wärme (Sur la théorie de l'électricité et de la chaleur). — P. 354-388 et 545-580.

Les idées de Maxwell et de Hertz sur les champs électrique et magnétique sont actuellement en faveur, et les théories de Coulomb, d'Ampère et de Weber, où interviennent les particules des corps, sont

un peu tombées en désuétude; cependant, dans la théorie de la conductibilité électrolytique, on s'est rapproché récemment des anciennes théories en faisant intervenir les ions. La considération des ions forme aussi la base de la théorie de Lorentz sur les phénomènes électriques et optiques dans les corps en mouvement. L'auteur se propose de développer des considérations analogues pour expliquer les phénomènes électriques et thermiques dans les métaux. Reprenant, en la modifiant, une hypothèse émise par Weber, il suppose que les molécules pondérables des métaux émettent dans toutes les directions des particules encore plus petites, chargées les unes positivement, les autres négativement. Ces particules ont pour trajectoire une ligne droite jusqu'à ce que leur direction soit modifiée par un choc; leur vitesse est reliée à la température; aux points les plus chauds, elles ont une vitesse plus grande, cette augmentation se communiquant de proche en proche : tel serait le mécanisme de la conductibilité calorifique.

L'influence d'une force électromotrice consisterait à courber les trajectoires des particules électrisées, de manière à produire un mouvement de translation d'une certaine quantité d'électricité positive dans le sens de la force électromotrice.

L'auteur calcule, en faisant certaines hypothèses, les flux calorifique et électrique; un flux calorifique est accompagné, en général, d'un flux électrique proportionnel, et inversement. Il serait difficile de résumer ici ces calculs dont les résultats sont assez complexes.

Il applique les mêmes idées à la recherche des lois des phénomènes de thermo-électricité, des effets Peltier et Thomson, et des actions d'un champ magnétique sur les conductibilités électrique et thermique.

Les rayons cathodiques paraissent constitués par des particules électrisées négativement; l'auteur identifie ces particules avec celles qui sont considérées dans sa théorie; le fait que les rayons cathodiques ne dépendent pas du métal employé comme cathode prouverait que ces particules négatives jouissent des mêmes propriétés pour les différents métaux; les rayons anticathodiques (canalstrahlen) seraient constitués par les particules positives.

Les données numériques suffisantes manquent, pour la plupart des métaux, pour déterminer les quantités figurant dans les formules obtenues, et l'auteur en donne seulement des valeurs approximatives; pour le bismuth, le calcul peut être fait d'une manière plus

précise ; la comparaison des valeurs obtenues pour les constantes thermo-électriques avec les résultats expérimentaux est assez satisfaisante. Ch. MAURAIN.

F. LÖWE. — Experimental Untersuchung über electrische Dispersion einiger organischer Sauren, Ester und von zehn Glassorten (Recherches expérimentales sur la dispersion électrique de quelques acides organiques, d'éthers et de dix sortes de verres). — P. 390-410 et 582-596.

ERICH MARX. — Zur Kenntniss der Dispersion im electrischen Spectrum (Dispersion dans le spectre électrique). — P. 411-434 et 597-622.

Mémoires étendus, contenant de nombreuses données empruntées aux travaux allemands antérieurs. M. Marx, en rapprochant les valeurs de l'indice obtenues pour l'eau par des expérimentateurs différents, pour des longueurs d'onde différentes, construit une courbe qui présente une succession de maxima et de minima pour des valeurs de la fréquence qui sont sensiblement à deux octaves les unes des autres, pour $\lambda = 0{,}4{,}2^1$; $0{,}4{,}2^3$; $0{,}4{,}2^5$, etc., jusqu'à $0{,}4{,}2^{11}$.

M. Löwe trouve, pour les verres étudiés, une dispersion anomale, mais moindre que J.-J. Thomson ne l'a indiqué. Les résultats d'ensemble, en général, concordent avec la théorie de Drude [1].

B. B.

M. ABRAHAM. — Die electrischen Schwingungen um einen stabformigen Leiter, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie (Les vibrations électriques autour d'un conducteur en forme de baguette, étudiées d'après la théorie de Maxwell). — P. 435-472.

J.-J. Thomson a donné le calcul des vibrations électriques dans le milieu diélectrique indéfini qui entoure une sphère conductrice [2] : c'est le cas de l'excitateur de Lodge. L'auteur a étudié de même les vibrations dans le milieu qui entoure une baguette conductrice ; c'est le cas de l'excitateur de Hertz, lorsque l'étincelle d'induction a établi la continuité entre les deux moitiés conductrices. Cette étude théorique conduit aux conclusions suivantes :

Les périodes des vibrations propres de cet excitateur sont proportionnelles à la racine carrée de la constante diélectrique du milieu ; les décréments logarithmiques sont indépendants de cette constante

---

(1) *Physik des Aethers*, p. 525 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 331 ; 1898.
(2) J.-J. THOMSON, *Recent Researches in Electricity and Magnetism*, p. 361.

diélectrique. Il y a un nombre infini de vibrations possibles ; elles sont *à peu près* les harmoniques de la vibration la plus lente. Pour la vibration fondamentale et pour celles d'ordre impair, les forces magnétiques sont égales en deux points symétriques par rapport au plan équatorial ; les charges électriques en deux points symétriques du conducteur ont des signes contraires ; on a le résultat inverse pour les vibrations d'ordre pair. L'auteur fait notamment une application de ces résultats aux expériences de M. Lamotte [1] ; il pense qu'une disposition symétrique (celle de Lecher, de Blondlot, ou toute autre) ne peut permettre, *si l'on opère dans le plan de symétrie*, de mettre en évidence les vibrations supérieures d'ordre pair.

Les surfaces nodales coupent les plans méridiens suivant des hyperboles dont les foyers sont aux extrémités du conducteur ; ce résultat du calcul explique certaines expériences de Sarrasin et Birkeland [2].

Enfin le terme correctif, qu'il faut ajouter à la longueur du conducteur pour obtenir un multiple entier de la demi-longueur d'onde, diminue à mesure que l'ordre de la vibration augmente.

B. BRUNHES.

G. TAMMANN. — Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Sur les limites de l'état solide). — P. 473-498.

L'auteur débute par un exposé très soigné des récentes déterminations de l'influence de la pression sur le point de fusion ; il insiste en particulier sur les expériences si remarquables de Barus. Il a fait lui-même des expériences sur différents corps, tels que le benzène, le nitrobenzène, la benzophénone, le phosphore, et cela jusqu'à des pressions très considérables. Ces expériences l'ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Dans le passage de l'état liquide à l'état solide, il n'y a pas de point critique ;

2° Il n'y a pas lieu de considérer un passage continu de l'état liquide à l'état solide ; pour le système (solide + liquide), il n'existe pas d'état idéal de James Thomson.

L. MARCHIS.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 92-105 ; — *J. de Phys.*, t. VII, p. 603 ; 1898.
(2) *C. R.*, CXVII, p. 618 ; 1893 ; — *J. de Phys.*, t. IV, p. 48 ; 1895.

J. STÖCKLE. — Ueber die Oberflächenspannung des Quecksilbers (Sur la tension superficielle du mercure). — P. 499-522.

Le but de ce mémoire est la mesure de la tension superficielle du mercure dans le vide et dans les gaz. Une goutte de mercure est placée successivement dans le vide et dans différents gaz, et on mesure le rayon de courbure au sommet de la goutte, en prenant cette goutte comme miroir; on fait correspondre à cette donnée la tension superficielle de la goutte, en se servant de tables construites par Bahsforth et Adams.

1° La tension superficielle du mercure est, soit dans le vide, soit dans la vapeur de mercure, constante et égale à 44,4 $\frac{\text{mgr}}{\text{mm}}$;

2° Pour des surfaces fraîches, la tension superficielle est plus grande dans les gaz que dans le vide ; la présence d'un gaz a, par suite, une influence sur la tension superficielle ;

3° La tension superficielle du mercure placé dans une atmosphère gazeuse va en diminuant avec le temps; elle tend vers une valeur limite qui est voisine de la valeur trouvée dans le vide ; cette diminution est très rapide dans l'hydrogène; elle est lente dans l'azote;

4° On ne peut rendre compte de cette diminution en supposant une condensation sur la surface métallique de vapeur de corps gras;

5° On peut, au contraire, expliquer cette décroissance de la tension superficielle par la condensation sur la surface du mercure du gaz dans lequel se font les observations.

Le mémoire dénote le plus grand soin; il contient de nombreux renseignements intéressants sur la mesure de la tension superficielle du mercure et sur l'historique de la question. L. Marchis.

G. MEYER. — Die Oberflächanspennung von Quecksilber gegen Gase (La tension superficielle du mercure dans les gaz). — P. 523-529.

Le principe de la méthode dite dynamique est le suivant: On fait écouler du mercure à travers une ouverture étroite de section elliptique soit dans le vide, soit dans le gaz à étudier, et on mesure la distance de deux nœuds de la veine liquide ainsi obtenue. Désignons cette longueur par λ, lorsque le mercure s'écoule dans le vide. On a :

$$\lambda = C^{te} \sqrt{\frac{p}{T}},$$

p étant la pression sous laquelle le mercure s'écoule dans le vide, et T la tension superficielle du mercure dans le vide.

Si on produit l'écoulement du même mercure dans un gaz, on obtient la relation

$$\lambda' = C^{te}\sqrt{\frac{p'}{T'}},$$

λ', p', T' ayant une signification analogue. On tire de là :

$$T' = T\frac{p'}{p}\left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2.$$

Si on connaît T par une méthode telle que celle de M. Stöckle (Voir plus haut), cette formule permet d'avoir T'.

Cette méthode a pour but de laisser la surface du mercure en contact avec le gaz pendant le moins de temps possible ; on évite ainsi la condensation des gaz sur la surface du mercure.

Par cette méthode dynamique on trouve des valeurs de la tension superficielle, qui sont toujours *plus grandes* que celles qui sont obtenues dans une méthode statique, c'est-à-dire dans une méthode où on laisse longtemps le mercure en contact avec l'atmosphère gazeuse qui est au-dessus de lui. La différence entre les deux séries de valeurs de la tension superficielle est la plus grande dans l'air, l'oxygène, l'hydrogène, gaz pour lesquels M. Stöckle a trouvé une diminution rapide de la tension superficielle ; dans l'azote et l'anhydride carbonique, les deux méthodes statique et dynamique donnent sensiblement les mêmes nombres. Les expériences montrent enfin que les valeurs de la tension superficielle du mercure sont indépendantes de la nature des gaz dans lesquels le métal est plongé, lorsque ces tensions superficielles se rapportent à un liquide qui a été un temps infiniment court en contact avec ces gaz.

L. Marchis.

A. HEYDWEILLER. — Ueber die Berührungselectricität zwischen Metallen und Flüssigkeiten (Sur l'électricité de contact entre les métaux et les liquides). — P. 535-539.

M. A. Coehn [1] a récemment posé en règle générale que, de deux corps en contact, c'est celui qui possède la constante diélectrique la

[1] Voir l'analyse du mémoire de M. Coehn, dans le *Journal de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 366 ; 1898.

plus élevée qui se charge positivement. A l'appui de ce principe, il a invoqué les résultats des expériences de Quincke sur l'endosmose électrique et sur le transport électrique des particules en suspension dans les liquides; ces expériences permettent, en effet, comme l'ont montré Quincke et Helmholtz, de reconnaître les signes des charges développées au contact des corps solides et des liquides.

M. Heydweiller a repris, à cette occasion, les recherches de Quincke et les a étendues à d'autres métaux et d'autres liquides, et il a reconnu que la règle de M. Coehn n'est pas générale, dans le cas du contact d'un métal et d'un liquide. H. Bagard.

M. MARGULES. — Nachtrag zur Mittheilung über die Auflösung von Platin und Gold in Electrolyten (Addition au mémoire sur la dissolution du platine et de l'or dans les électrolytes). — P. 540-543.

M. Margules obtient la dissolution du platine dans l'acide sulfurique avec un appareil plus simple que celui qu'il avait récemment décrit ([1]); il se sert d'un commutateur tournant qui, dans une position, fait passer le courant d'une pile à travers l'auge et, dans une autre, ferme l'auge sur elle-même.

Il semble résulter de ses observations que, si l'attaque du platine n'a pas lieu sous l'action d'un courant continu, comme cela arrive pour l'or, cela tient à une circonstance liée étroitement à la polarisation et que la combinaison qui a lieu dans ses expériences est due à la dépolarisation périodique du métal. H. Bagard.

B. WALTER. — Ueber die Vorgänge im Inductionsapparat (Sur les phénomènes présentés par une bobine d'induction) ([2]). — P. 623.

D'après M. Oberbeck, la capacité du secondaire de la bobine employée par l'auteur serait de l'ordre de 5.10^{-10} farad, c'est-à-dire comparable à celle d'une petite bouteille de Leyde.

Cette hypothèse n'est pas exacte, car on ne comprendrait pas alors pourquoi l'adjonction d'une capacité de $9,9.10^{-12}$ farad à l'excitateur réduirait la distance explosive de 30 centimètres à $18^{cm},7$; au contraire, cette expérience est très compréhensible, si la capacité de la bobine est de l'ordre de la capacité auxiliaire, c'est-à-dire très petite par rapport aux capacités des bouteilles de Leyde usuelles.

([1]) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 682; 1898.
([2]) Voir un premier mémoire du même auteur: *Journal de Phys.*, t. VII, p. 51; 1898.

Cette capacité n'est pas nulle ; elle peut être déterminée de la façon suivante :

A l'aide du tube de Crookes, placé à l'intérieur de la bobine, on peut, comme l'a fait Braun, se rendre compte de la variation du champ magnétique par la déviation des rayons cathodiques.

Quand on enlève le condensateur de Fizeau du primaire de la bobine, le courant de rupture décroît d'une façon continue sans oscillation, la déviation des rayons cathodiques sous l'influence de la bobine primaire seule (en enlevant le secondaire) décroît d'une façon continue sans oscillation.

Si on munit la bobine primaire de son secondaire, la déviation décroît en exécutant des oscillations très amorties dont on peut mesurer la période qui est celle du courant. Ces oscillations proviennent sans nul doute du secondaire, qui superpose son action à celle du primaire ; en mesurant, d'autre part, la self-induction du secondaire, la formule de Thomson permettra de calculer la capacité : on trouve ainsi que, pour la bobine employée donnant 30 centimètres d'étincelle, la capacité du secondaire est de $1,1.10^{-12}$ farad, c'est-à-dire 450 fois plus petite que celle supposée par M. Oberbeck ; pour un appareil donnant 60 centimètres d'étincelle, la capacité est $6,3.10^{-12}$ farad.

Les principes sur lesquels repose la construction des bobines de Ruhmkorff ne sont pas les mêmes pour les grosses bobines que pour les petites ; car, pour avoir le maximum d'effet dans les grandes, il faut que la période d'oscillation du primaire soit la même que celle du secondaire, tandis que, pour les petites, la période du primaire est notablement plus grande que celle du secondaire ; la raison de cette différence serait, d'après l'auteur, due à des phénomènes d'hystérésis magnétique qui auraient une allure différente dans les petites bobines à période d'oscillation beaucoup plus grande que celle des grandes bobines ; ce rôle n'est pas suffisamment approfondi. R. S.

B. WALTER. — Ueber die Entstehungsweise des electrischen Funkens (Sur le mode de production de l'étincelle électrique). — P. 637.

En photographiant l'étincelle d'une bobine de Ruhmkorff sur une plaque sensible mobile, on observe que chaque étincelle est, en réalité, composée de plusieurs traits brillants régulièrement espacés,

dont le premier est beaucoup plus intense que les suivants ; ces traits correspondent à des décharges successives *toutes dans le même sens* et se succédant à un intervalle de temps égal à la période d'oscillation du primaire. On remarque, en outre, qu'une étincelle est, en général, précédée par une série d'aigrettes de plus en plus longues préparant le chemin de l'étincelle.

Lodge avait déjà fait des observations analogues dans ses recherches sur les paratonnerres. R. S.

W. KAUFMANN. — Bemerkungen zu der Mittheilung von A. Schuster: Die magnetische Ablenkung der Cathodenstrahlen (Remarques sur la communication de A. Schuster sur la déviation magnétique des rayons cathodiques). — P. 649.

Ce mémoire est une réponse à celui de M. A. Schuster ([1]).

L'auteur reconnaît la priorité à M. Schuster pour le principe de la mesure du rapport $\frac{e}{m}$ de la charge électrique à la masse matérielle du projectile cathodique.

Son hypothèse sur la constance du potentiel dans le vide de Crookes a été démontrée sensiblement exacte par les expériences de Hittorf ([2]) et Homen ([3]), qui ont montré que, dans un tube où la pression est de $0^{mm},09$ en colonne de mercure, la variation du potentiel n'est que de 5 volts par centimètre.

L'hypothèse que toute l'énergie électrique se convertit en énergie cinétique est confirmée par les résultats de l'étude de l'auteur sur la déviation magnétique des rayons cathodiques, influencés par des forces électrostatiques ([4]). Le fait que la déviation des rayons cathodiques ne dépend pas de la nature du gaz dépendait, selon l'auteur, de ce que le projectile cathodique serait, en réalité, formé par une impureté dont on ne pourrait se débarrasser, de la vapeur d'eau par exemple. M. Villard a déjà fait une hypothèse analogue ; pour lui, le projectile cathodique serait l'hydrogène.

Enfin on ne peut comparer les divers nombres trouvés pour le rapport $\frac{e}{m}$, car les diverses méthodes sont sujettes à des erreurs systématiques difficiles à apprécier. R. S.

([1]) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 877 ; — *Journ. de Phys.*, t. VII, p. 786 ; 1898.
([2]) *Wied. Ann.*, t. XX, p. 733 ; 1883.
([3]) *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 172 ; 1889. — *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 424 ; 1890.
([4]) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 561 ; 1898.

WARBURG. — Ueber die **Entstehung der Spitzenentladung (Sur la production de la décharge par les pointes). — P. 652.**

Si une pointe est placée en face d'une surface métallique, réunie au sol, l'électricité s'échappe de la pointe quand le potentiel de celle-ci est supérieur à une certaine limite V; l'air environnant acquiert un certain pouvoir conducteur par un phénomène de convection, ou de conduction ou les deux simultanément.

On se propose de déterminer expérimentalement si ce pouvoir conducteur prend sa valeur normale, dès l'instant même où le potentiel V est atteint, ou s'il s'écoule un certain temps entre l'instant où ce potentiel est établi et celui où la valeur normale du pouvoir conducteur est atteint, autrement dit s'il existe *un retard* dans *la décharge* par les pointes.

Pour résoudre cette question, la pointe est au centre d'une sphère métallique creuse unie au sol par un conducteur pouvant être interrompu en I_1, et d'autre part à un appareil électrométrique isolé pouvant être interrompu en I_2. A l'instant 0, on établit la communication de la pointe avec l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde maintenue à un potentiel constant, V; à l'instant t, on ouvre l'interruption I_1; à l'instant $t + \theta$, on ouvre l'interruption I_2; la plaque isolée de l'électromètre se charge sous l'influence du pouvoir conducteur de la pointe chargée au potentiel V pendant le temps θ, depuis l'instant t jusqu'à l'instant $t + \theta$, et le potentiel V a été établi pendant le temps t; en maintenant θ constant et faisant varier t, on résout la question proposée; il suffit de comparer la valeur de la charge prise par l'électromètre, pour les diverses durées de charge, depuis la plus petite durée réalisable capable d'assurer de bons contacts, jusqu'aux grandes.

Le résultat principal de ces expériences a été que le retard de décharge, s'il existe, est inférieur à $0^{sec},007$, durée nécessaire pour assurer de bons contacts [1].

R. S.

---

(1) D'après l'auteur, ce retard existe dans la décharge par étincelle; mais ses résultats sont très variables; dans un mémoire inédit, nous montrons que ce retard n'existe pas, si les excitateurs ont leur surface bien polie et si les contacts sont bien établis.

R. S.

M. TOEPLER. — Ueber die Eigenschaften des geschichteten Büschellichtbogens in freier Luft (Sur les propriétés de l'arc électrique à aigrettes stratifié à l'air libre). — P. 660.

Le circuit qui réunit les pôles d'une machine de Töpler à 60 plateaux comprend une interruption où jaillira la décharge (étincelle ou aigrette) et une très grande résistance (plusieurs mégohms) sans capacité.

Si on augmente d'une façon continue le débit de la machine par une rotation de plus en plus rapide, en maintenant la distance explosive de l'interruption constante, pour de faibles intensités la décharge se fait par aigrette ; à partir d'une certaine intensité I_1, la décharge se fait par étincelles accompagnées d'un son qui augmente de hauteur avec le nombre des étincelles, en même temps qu'il diminue d'intensité ; enfin, si le courant atteint la valeur I_2, il se produit le véritable « arc à aigrette », interrompu de temps en temps par une décharge discontinue et caractérisé par des stratifications et un notable dégagement de chaleur ; l'arc brûle d'ailleurs sans bruit. En diminuant l'intensité, on retrouve la décharge par étincelle pour une valeur I_2', un peu inférieure à la précédente, et la décharge par aigrette pour une valeur I, sensiblement identique à I_1.

L'intensité des courants limites I_1, I_2 dépend de la capacité des conducteurs, de la distance explosive.

Pour une distance explosive suffisamment longue, l'arc lumineux qui jaillit entre une anode en pointe et une cathode sphérique peut se diviser en deux régions bien distinctes, la région cathodique et la région anodique, séparées l'une de l'autre par l'espace obscur, chacune de ces régions se divisant elle-même en deux parties distinctes par leur couleur ; lorsqu'on diminue la distance explosive, la région cathodique conserve ses dimensions ainsi que l'espace obscur ; la région anodique diminue seule quand la pointe de l'anode pénètre dans l'espace obscur, l'arc à aigrette se transforme en une décharge par étincelles. E. Wiedemann [1], A. Wehnelt [2], ont fait des observations analogues sur les tubes à vide. En employant un électromètre de Pockels fondé sur la variation de la double réfraction du quartz placé dans le champ électrique d'un petit condensateur, l'examen des franges d'interférence

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 242 ; — *Journ. de Phys.*, t. VII, p. 358 ; 1898.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 519 ; — *Journ. de Phys.*, t. VII, p. 677 ; 1898.

produites par le passage de la lumière dans le quartz permettra de constater si la décharge se fait sous une différence de potentiel constante entre les pôles de l'excitateur, ou variable.

Si les franges gardent une position constante, la différence sera constante; si la position varie ou si elles disparaissent à la vue, c'est que la différence est variable.

On démontre ainsi que la décharge par aigrette se fait sous un potentiel constant entre les électrodes, que le potentiel est variable dès que se produit une étincelle, et qu'il redevient constant dans l'arc à aigrette. Sous courant constant, la variation de la différence de potentiel est proportionnelle à la variation de la distance explosive, et est pour un courant de 1,5 milliampère, de 1.700 volts par centimètre.

La différence de potentiel entre les pôles est sensiblement indépendante de l'intensité du courant; toutes ces propriétés sont analogues à celles des décharges dans les tubes à vide.

R. SWYNGEDAUW.

J. PRECHT. — Magnetisches Verhalten electrischer Entladungen in Luft von normalen Druck (Attitude magnétique des décharges électriques dans l'air sous la pression normale). — P. 676.

Les décharges par étincelle, aigrette ou effluve sont déviées par le champ magnétique dans un sens conforme aux lois électromagnétiques.

On peut distinguer dans la décharge, dans l'atmosphère comme dans le vide, des parties positives et négatives ayant une allure indépendante les unes des autres.

L'électricité s'échappant plus facilement par les pointes, on peut rendre l'électricité positive ou négative prépondérante en prenant pour anode ou cathode une pointe, l'autre pôle étant une surface sphérique.

Si l'on place l'excitateur normalement aux lignes de force, on constate une diminution du potentiel explosif si la pointe est anode, une augmentation si elle est cathode.

A l'aide d'un champ magnétique convenable, on peut faire changer une décharge par étincelle en une autre par aigrette ou effluve; cette décharge par étincelle a un potentiel explosif plus faible que celui de l'aigrette qui est lui-même plus faible que celui de l'effluve.

Dans la décharge par effluve entre une pointe négative et un plateau positif, les places brillantes de l'anode se corrodent.

La chute de décharge moyenne (mittlere Entladungsgefälle) dans l'air à la pression normale est plus grande pour la décharge négative que pour la décharge positive ; ce qui est conforme à l'attitude du rayon cathodique dans le vide.

R. Swyngedauw.

ELSTER et GEITEL. — Versuche an Becquerelstrahlen (Recherches sur les rayons de Becquerel). — P. 680.

Mme Curie [1] admet, pour expliquer l'émission par l'uranium et le thorium, que l'espace ambiant est traversé par des rayons de même ordre que les rayons Röntgen et que les métaux de très grand poids atomique seuls seraient capables d'absorber et transformer en rayons secondaires. L'absorption étant trop faible pour les autres matériaux, les auteurs croient que cette hypothèse n'est pas vraisemblable, car les rayons de Becquerel émis par l'uranium (minéral de Joachimstall) ont le même effet à la surface de la terre et à une profondeur de 300 et 800 mètres. L'idée que les rayons de Becquerel sont dus à l'action d'un élément de l'air sur l'uranium n'est pas davantage admissible ; car on a pu constater la même action électrique de l'uranium contenu dans un vase fermé par une plaque de Zn, que le vase soit vide ou rempli d'air à la pression atmosphérique.

R. S.

Johann KŒNIGSBERGER. — Magnetische Susceptibilität von Flüssigkeiten und festen Körpern (Susceptibilité magnétique de corps solides et liquides). — P. 698.

L'auteur détermine la susceptibilité des liquides par la méthode de Quincke, basée sur la dénivellation produite dans un tube en U, dont une des branches est placée dans un champ magnétique. Il mesure avec un soin particulier la *susceptibilité de l'eau*, qu'il déduit de plusieurs expériences, et rassemble les nombres obtenus par différents auteurs :

Schuhmeister, *Wien. Ber.*, (2), t. LXXXIII, p. 45 ; 1881.	— $0,43.10^{-6}$
Quincke, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 387 ; 1885.........	— 0,815
Wähner, *Wien. Ber.*, (2), t. LXXXVI, p. 85 ; 1887.....	— 0,54
Du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 137 ; 1888.........	— 0,837

(1) *C. R.*, CXXVI, p. 1101 ; 1898.

Henrichsen, *Wied. Ann.*, t. XXXIV, p. 180; 1888.....	— 0,75
P. Curie, *C. R. de l'Acad. des Sc.*, t. CXV et CXVI; 1892.	— 0,79
Townsend, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LX, p. 186; 1896.	— 0,77
Jäger et Meyer, *Wien. Ber.*, (2), t. CVI, p. 594; 1897.	— 0,63
Kœnigsberger..................................	— 0,80 (1)

La susceptibilité d'une solution de chlorure de fer est indépendante du champ, comme du Bois l'avait observé antérieurement.

La susceptibilité *spécifique* (quotient de la susceptibilité par la densité) d'une solution peut être représentée par une formule de la forme

$$k' = k'_1 m_1 + (1 - m_1) k'_2 = k'_2 + m_1 (k'_1 - k'_2),$$

dansl aquelle k'_1 représente la susceptibilité spécifique du dissolvant; m_1, la fraction de l'unité de poids de la solution constituée par le dissolvant; et k'_2, une constante qui est, dans la plupart des cas, égale à la susceptibilité spécifique du corps dissous. L'auteur vérifie cette formule pour un grand nombre de sels; pour certains, par exemple le chlorure de fer, la valeur de k'_2 est différente de celle de la susceptibité du sel solide; il en conclut que celle-ci varie avec le champ; les champs qui ont servi à déterminer la susceptibilité du sel et de la solution étant différents.

La susceptibilité d'un solide est déduite de deux expériences faites en plongeant une plaque du solide, suspendue à un appareil de torsion, dans deux liquides de susceptibilité connue, la plaque étant parallèle à la ligne des pôles de l'électro-aimant, si le solide est diamagnétique, et perpendiculaire s'il est paramagnétique; des deux rotations observées quand on produit le champ et des susceptibilités des deux liquides on peut déduire la susceptibilité du solide; l'auteur fait trois expériences, et, en les utilisant deux à deux, obtient ainsi trois valeurs qui s'accordent bien entre elles. Exemple :

Plomb,	dans l'eau et le sulfate de nickel étendu.....		— 1,37
—	—	— concentré..	— 1,35
—	sulfate de nickel étendu et concentré..		— 1,39

Les valeurs de la susceptibilité sont ainsi mesurées pour un grand nombre de corps simples et de minéraux. Nous indiquerons seule-

(1) On peut ajouter à ces nombres, donnés par M. Kœnigsberger, la valeur — $0,74 . 10^{-6}$, obtenue récemment par MM. Fleming et Dewar, *The Electrician*, t. XII, p. 388; 15 juillet 1898.

ment les suivantes, obtenues avec des corps simples très purs :

Cu	Ag	Au	Zn	Pb	Tl	S	Se	Te
$-0{,}30.10^{-6}$	$-1{,}51$	$-3{,}07$	$-0{,}96$	$-1{,}37$	$-4{,}61$	$-0{,}7$ à $-0{,}86$	$-1{,}28$	$-2{,}1$

Enfin l'auteur a mesuré la susceptibilité d'un grand nombre de verres; pour ceux qui contiennent une proportion appréciable de bioxyde de manganèse (0,1 0/0 environ), on trouve une valeur variant légèrement avec le champ (dans le même sens que lui); pour les autres, la susceptibilité est indépendante du champ.

Ch. Maurain.

A.-E. LUNDAL. — Beiträge zur Kenntniss der physikalischen Eigenschaften des Kautschuks (Contribution à l'étude des propriétés physiques du caoutchouc). — P. 741-759.

Voici les principales questions traitées dans cette étude :

1° *Absorption par le caoutchouc d'huile de paraffine et de paraffine.* — L'absorption augmente avec la température; elle tend vers une limite;

2° *Densité du caoutchouc pendant l'absorption de l'huile de paraffine.* — Au début, la densité diminue, atteint un minimum, puis va en augmentant jusqu'à devenir plus grande que celle du caoutchouc pur;

3° *Compressibilité du caoutchouc pur et du caoutchouc qui absorbe de l'huile de paraffine.* — Désignons par x_1 le coefficient de compressibilité du caoutchouc pendant l'absorption de l'huile de paraffine. On trouve que :

(α) x_1 croît tandis que la densité δ diminue;

(β) x_1 possède un maximum qui se produit à peu près dans les mêmes conditions que le minimum de δ (ces maxima et minima sont plus marqués à basse qu'à haute température);

(γ) x_1 diminue rapidement après le maximum, tandis que δ croît;

(ϵ) Les variations de x_1 sont beaucoup plus grandes que celles de δ.

4° *Dilatation cubique du caoutchouc.* — (*m*) Le coefficient de dilatation cubique α_c du caoutchouc pur est positif et très grand; il croît très rapidement avec la température;

(*n*) Le coefficient de dilatation cubique α_c' du caoutchouc, qui a absorbé de l'huile, est égal à α_c aux basses températures; mais il croît plus vite que le dernier quand la température s'élève.

(p) α_c'' (coefficient de dilatation cubique du caoutchouc qui a absorbé de la paraffine) a un maximum dans le voisinage du point de fusion de la paraffine solide;

5° *Dilatation linéaire et élasticité du caoutchouc.* — (a) *Pour le caoutchouc pur :*

(m) Le coefficient d'élasticité diminue quand la température s'élève;

(n) L'élasticité résiduelle diminue d'abord lorsque la température s'élève (jusqu'à 50°), puis elle augmente;

(p) Le coefficient de dilatation linéaire α est positif, si la tension P du caoutchouc est petite; il diminue et devient négatif, lorsque P est devenu extrêmement grand;

(q) α croît très vite avec la température, de telle sorte que, pour certaines valeurs de P, α est négatif à basse température et positif à température élevée; il y a donc une température d'inversion pour laquelle $\alpha = 0$; cette température croît avec P.

(b) *Pour le caoutchouc qui a absorbé de l'huile de paraffine :*

L'élasticité résiduelle est plus petite et moins variable.

(c) *Pour le caoutchouc qui a absorbé de la paraffine :*

(m) Le coefficient d'élasticité croît lentement de 0° à 5°, puis très rapidement jusqu'à 36°, puis plus lentement et enfin diminue au-delà de 42°;

(n) L'élasticité résiduelle est très grande et a sa plus grande valeur dans les circonstances qui correspondent à l'ascension la plus rapide de la courbe d'élasticité;

(p) La dilatation linéaire possède un maximum à la température du point de fusion normal de la paraffine.

Phénomènes thermodynamiques.— Si nous nous reportons aux résultats [5°, (q)] obtenus pour α, nous voyons que, pour certaines valeurs de la tension du caoutchouc, une charge brusquement appliquée doit élever la température du corps, si la température primitive est peu élevée (α négatif) et doit l'abaisser si la température primitive est élevée (α positif). De plus, pour une température primitive déterminée, une charge brusquement appliquée produit des effets suivant les tensions. Il y a donc lieu de considérer, à une température déterminée, la tension d'inversion, et à une tension déterminée, la température d'inversion. C'est ce qui a été fait.

L. MARCHIS.

Paul VOLKMANN. — Ueber das Princip von der Gleichheit der Actio und Reactio bei Newton (Sur le principe de l'égalité de l'action et de la réaction d'après Newton).

Étude historique sur les origines du principe de l'action et de la réaction.

F. AUERBACH. — Mittheilung über Versuche des Hrn. Ad. Meyer (Stockholm) über den electrischen Widerstand zwischen Stahlkugeln (Résumé des recherches de M. Ad. Meyer, de Stockholm, sur la résistance électrique entre deux sphères d'acier). — P. 760.

Dans des recherches anciennes sur la variation de la résistance d'une poutre métallique avec la pression (1), M. Auerbach avait obtenu ce résultat, que la résistance décroît quand la pression croît, d'abord rapidement, puis lentement, chacune des deux parties de la variation étant régulière, de sorte que ces deux phases sont nettement séparées. Ce fait peut s'expliquer en admettant que la variation de résistance provient de deux causes : la variation des surfaces de contact, et peut-être aussi une influence propre de la pression sur la résistance de contact. Mais les poutres se prêtent mal à des expériences nettes, parce que le nombre des surfaces de contact et leur grandeur varient en même temps avec la pression. C'est pourquoi M. Meyer a entrepris, à l'instigation de M. Auerbach, des recherches sur la résistance au contact de deux sphères d'acier; ces sphères, dont les diamètres ont varié de $4^{mm},6$ à $9^{mm},4$, étaient nettoyées soigneusement avant chaque série d'expériences; on procédait par diminution de pression (de 1.000 à 85 grammes); mais, malgré les précautions prises, les résistances initiales se sont trouvées extrêmement différentes, sans régularité.

On peut, en utilisant un calcul de Hertz (2), chercher à calculer la variation de la résistance avec la pression, en tenant compte seulement de la déformation géométrique; mais les résultats expérimentaux ne s'accordent pas avec la formule obtenue et montrent nettement l'influence de la pression elle-même; la variation de résistance par compression est donc, non un phénomène en quelque sorte géo-

(1) Auerbach, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 604; 1886.
(2) H. Hertz, *Journ. f. d. reine und ang. Math.*, t. XCII, p. 156; 1881.

métrique, mais un phénomène spécifique. Le mode de variation déduit de l'ensemble des résultats expérimentaux montre que la résistance en chaque point de la surface de contact est inversement proportionnelle à la pression qui s'exerce en ce point.

Ch. Maurain.

F. MELDE. — Ueber Stimmplatten als Ersatz für Stimmgabeln besonders bei sehr hohen Tönen (Emploi de plaques vibrantes étalons au lieu de diapasons-étalons, particulièrement pour les sons très aigus). — P. 768-780.

Pour produire des sons très aigus, M. Melde emploie des *plaques vibrantes* de Chaldni, mais de surface plus petite et d'épaisseur plus grande que les plaques ordinairement employées. Je citerai comme exemple une plaque d'acier carrée ayant 38^{mm},9 de côté et 8 millimètres d'épaisseur. Le dessin des lignes nodales à l'aide du sable indique si la plaque a été mise convenablement en vibration; c'est là un avantage que les plaques présentent sur les diapasons.

Pour évaluer la hauteur du son rendu par ces plaques (ou bien par des diapasons donnant des sons très aigus), M. Melde emploie une méthode de résonance. Il met en rapport la plaque avec un des bouts d'une verge de König, ayant la forme d'une règle parallélipipédique allongée, dont l'autre bout est encastré dans un étau. On fait varier la longueur de cette règle, jusqu'à ce qu'elle soit mise en vibration par résonnance, et que du sable recouvrant sa face supérieure se rassemble en des lignes nodales nettes, perpendiculaires au grand côté. De la hauteur du son admise pour une de ces règles, on déduit la hauteur du son rendu par la plaque, à l'aide d'un calcul simple (déduit de la formule de Seebeck).

M. Melde indique ainsi, pour la plaque citée plus haut comme exemple, 23400 vibrations. La formule donnée par Chaldni, pour représenter les variations de la hauteur avec les dimensions géométriques, ne se vérifie que très grossièrement.

A. Cotton.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

FÉVRIER 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Denis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — MARS 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, Secrétaire du *Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LE CALCUL DES COEFFICIENTS DE LA SÉRIE DE FOURIER;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Les calculs nécessaires pour déduire de données expérimentales les valeurs des coefficients A et B de la série de Fourier :

$$y = F(x) = A_0 + A_1 \cos x + B_1 \sin x + A_2 \cos 2x + B_2 \sin 2x + \ldots,$$

au moyen de laquelle on peut représenter une fonction périodique quelconque, sont presque toujours extrêmement pénibles. Sans doute, l'ingénieuse méthode de M. L. Hermann(¹) permet de les supprimer à peu près complètement; mais elle me paraît présenter un triple inconvénient : elle nécessite un outillage spécial (papiers fenestrés) ; elle ne fournit les coefficients cherchés qu'avec une approximation limitée, qui peut être insuffisante dans le cas de recherches de précision ; elle exige enfin que les valeurs connues de la fonction y correspondent à des valeurs déterminées, toujours les mêmes, de la phase x.

Je me suis proposé de donner, de ce même problème, une solution plus complète et plus générale. Elle est applicable, en effet, quel que soit le nombre des données, c'est-à-dire des valeurs particulières de la fonction que l'on suppose avoir été déterminées par l'expérience, et quelles que soient les valeurs de la phase auxquelles elles correspondent. Elle n'est, il est vrai, qu'approchée dans le cas général et peut conduire alors à des calculs assez pénibles ; mais elle devient d'une application commode dans certains cas particuliers que nous étudierons particulièrement et peut en même temps être rendue rigoureuse. *Il suffit à cet effet que les valeurs de la phase auxquelles correspondent les données soient équidistantes.*

I. — Quelques remarques préliminaires sont nécessaires.

Nous supposons que l'on ne connaisse qu'un nombre limité, N, de valeurs particulières, $y_0, y_1, \ldots, y_j, \ldots, y_{N-1}$ de la fonction, correspondant aux valeurs $x_0, x_1, \ldots, x_j, \ldots, x_{N-1}$ de la phase.

1° Ce nombre étant supposé limité, nous ne pouvons songer à déterminer plus d'inconnues qu'il n'y a de données et, par suite, d'équations. On doit donc supposer la série de Fourier limitée à ses N premiers termes. Soient $A_0, A_1, \ldots, A_{N_1}$; $B_1, B_2, \ldots, B_{N_2}$ les coef-

(¹) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 141 ; 1898 ; — et *Revue générale des Sciences*, t. IX, p. 669 ; 1898.

ficients correspondants. On voit immédiatement que l'on a :

$$N_1 = \frac{N}{2}, \qquad N_2 = \frac{N}{2} - 1, \text{ si N est pair ;}$$

$$N_1 = N_2 = \frac{N-1}{2}, \text{ si N est impair.}$$

2° Le problème général se simplifie si l'on suppose que les valeurs de la phase auxquelles correspondent les données satisfassent, deux à deux, à la condition :

$$(1) \qquad x_j = 2\pi - x_{N-j}.$$

Il est possible, en effet, dans ce cas, de calculer $N_1 + 1$ valeurs de la fonction z, et N_2 valeurs de la fonction t, définies par les relations :

$$z = \frac{F(x) + F(-x)}{2} = \frac{F(x) + F(2\pi - x)}{2},$$

$$t = \frac{F(x) - F(-x)}{2} = \frac{F(x) - F(2\pi - x)}{2},$$

valeurs qui sont :

$$z_0 = y_0, \; z_1 = \frac{y_1 + y_{N-1}}{2}, \; \ldots, \; z_j = \frac{y_j + y_{N-j}}{2}, \; \ldots, \; z_{N_1} = \frac{y_{N_1} + y_{N-N_1}}{2} \text{ (1)};$$

$$t_1 = \frac{y_1 - y_{N-1}}{2}, \; \ldots, \; t_j = \frac{y_j - y_{N-j}}{2}, \; \ldots, \; t_{N_1} = \frac{y_{N_1} - y_{N-N_2}}{2}.$$

Or, ainsi que l'a montré Fourier, ces fonctions z et t jouissent des propriétés suivantes qu'il est utile de rappeler :

La fonction z, de même que $\cos ix$ (i étant un entier quelconque), est une fonction paire de x ; la fonction t, de même que $\sin ix$, une fonction impaire de x. On a, en outre, quel que soit x :

$$y = t + z.$$

Il résulte de ces remarques que l'on a :

$$z = A_0 + A_1 \cos x + \ldots + A_i \cos ix + \ldots + A_{N_1} \cos N_1 x,$$
$$t = \quad B_1 \sin x + \ldots + B_i \sin ix + \ldots + B_{N_2} \sin N_2 x,$$

les coefficients A et B, qui figurent dans ces formules, n'étant autres que ceux du développement de la fonction y étudiée. Le problème à résoudre se trouve, de la sorte, scindé en deux autres plus simples.

(1) Si N est pair, $z_{N_1} = y_{N_1}$.

3° La condition (1) se trouve satisfaite, en particulier, si les valeurs de la phase auxquelles correspondent les données sont équidistantes, c'est-à-dire satisfont à la condition :

$$x_j - x_{j-1} = \frac{2\pi}{N}. \tag{2}$$

D'autres simplifications notables résultent en même temps, dans ce cas, de ce que le nombre de lignes trigonométriques distinctes (autres que 1), qui figurent dans les expressions des y, et qui seules, nécessairement, figurent dans celles des coefficients A ou B, est seulement :

$$N - 1, \text{ si N est impair,}$$
$$\frac{N}{2} - 1, \text{ si N est pair,}$$
$$\frac{N}{4} - 1, \text{ si N est divisible par 4.}$$

Dans ce dernier cas, surtout, la résolution directe des N équations fondamentales à N inconnues devient relativement pratique, si N n'est pas trop grand, par suite des caractères de symétrie que présentent, dans l'un et l'autre groupe, ces équations. Il est utile, pour la suite, de donner, à titre d'exemple, les expressions des coefficients ainsi calculés, dans le cas de N = 16. Nous poserons, pour simplifier,

$$h = \cos\frac{\pi}{4} = \sin\frac{\pi}{4}; \qquad c = \cos\frac{\pi}{8}, \; s = \sin\frac{\pi}{8}:$$

$$8A_0 = \frac{z_0 + z_8}{2} + (z_1 + z_7) + (z_2 + z_6) + (z_3 + z_5) + z_4,$$
$$4A_1 = \frac{z_0 - z_8}{2} + c\,(z_1 - z_7) + h\,(z_2 - z_6) + s\,(z_3 - z_5),$$
$$4A_2 = \frac{z_0 + z_8}{2} + h\,(z_1 + z_7) \qquad - h\,(z_3 + z_5) - z_4,$$
$$4A_3 = \frac{z_0 - z_8}{2} + s\,(z_1 - z_7) - h\,(z_2 - z_6) - c\,(z_3 - z_5),$$
$$4A_4 = \frac{z_0 + z_8}{2} \qquad - (z_2 + z_6) \qquad + z_4,$$
$$4A_5 = \frac{z_0 - z_8}{2} - s\,(z_1 - z_7) - h\,(z_2 - z_6) + c\,(z^3 - z_5),$$
$$4A_6 = \frac{z_0 + z_8}{2} - h\,(z_1 + z_7) \qquad - h\,(z_3 + z_5) - z_4,$$
$$4A_7 = \frac{z_0 - z_8}{2} - c\,(z_1 - z_7) + h\,(z_2 - z_6) - s\,(z_3 - z_5),$$
$$8A_8 = \frac{z_0 + z_8}{2} - (z_1 + z_7) + (z_2 + z_6) - (z_3 + z_5) + z_4.$$

$$
\begin{aligned}
4B_1 &= s(t_1+t_7) + h(t_2+t_6) + c(t_3+t_5) + t_4,\\
4B_2 &= h(t_1-t_7) + (t_2-t_6) + h(t_2-t_5),\\
4B_3 &= c(t_1+t_7) + h(t_2+t_6) - s(t_3+t_5) + t_4,\\
4B_4 &= t_1 - t_7 - (t_3-t_5),\\
4B_5 &= c(t_1+t_7) - h(t_2+t_6) - s(t_3+t_5) - t_4,\\
4B_6 &= h(t_1-t_7) - (t_2-t_6) + h(t_3-t_5),\\
4B_7 &= s(t_1+t_7) - h(t_2+t_6) + c(t_3+t_5) - t_4.
\end{aligned}
$$

II. — La résolution directe des équations fondamentales, toujours pénible, même dans les conditions les plus favorables, serait à peu près impraticable dans le cas général. Il nous est possible, au contraire, de déduire immédiatement des formules générales des expressions suivantes des coefficients A et B, établies par Fourier :

$$
\begin{aligned}
A_0 &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} y\,dx = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} z\,dx,\\
A_i &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} y\cos ix\,dx = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} z\cos ix\,dx,\\
B_i &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} y\sin ix\,dx = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} z\sin ix\,dx.
\end{aligned}
$$

Nous nous proposerons de transformer ces relations de manière à pouvoir calculer avec toute l'exactitude possible les coefficients des N premiers termes de la série, et cela en utilisant toutes les données, au nombre de N, mais sans introduire aucune hypothèse arbitraire.

Considérons à cet effet les courbes dont les ordonnées sont respectivement y ou z, $y\cos ix$ ou $z\cos ix$, $y\sin ix$ ou $t\sin ix$, courbes dont les intégrales ci-dessus représentent les aires. Ne connaissant que N points de chacune de ces courbes, mais nullement les formes des arcs qui réunissent deux de ces points consécutifs, nous ne pouvons faire mieux, pour calculer ces aires, que de substituer à chacun de ces arcs inconnus la corde correspondante.

On est, de la sorte, immédiatement conduit aux expressions suivantes, qui sont générales :

$$
(3)\quad
\begin{cases}
A_0 = \dfrac{1}{4\pi}\left[y_0(x_1 - x_0 + x_N - x_{N-1}) + \Sigma_1^{N-1} y_j(x_{j+1} - x_{j-1})\right],\\
A_i = \dfrac{1}{2\pi}\left[y_0(x_1 - x_0 + x_N - x_{N-1}) + \Sigma_1^{N-1} y_j(x_{j+1} - x_{j-1})\cos ix_j\right],\\
B_i = \dfrac{1}{2\pi}\,\Sigma_1^{N-1} y_j(x_{j+1} - x_{j-1})\sin ix_j.
\end{cases}
$$

Ces expressions se simplifient, si l'on suppose que les conditions (1) se trouvent satisfaites. Elles deviennent :

$$(4)\begin{cases} A_0 = \frac{1}{2\pi}[z_0(x_1 - x_0) + \Sigma_1^{N_1-1} z_j(x_{j+1} - x_{j-1}) + z_{N_1}(x_{N_1} - x_{N_1-1})], \\ A_i = \frac{1}{\pi}[z_0(x_1 - x_0) + \Sigma_1^{N_1-1} z_j(x_{j+1} - x_{j-1}) \cos ix_j + z_{N_1}(x_{N_1} - x_{N_1-1}) \cos ix_{N_1}] \text{(1)}, \\ B_i = \frac{1}{\pi} \Sigma_1^{N_2-1} t_j (x_{j+1} - x_{j-1}) \sin ix_j. \end{cases}$$

Elles se simplifient encore davantage, si nous supposons que les conditions (2) soient satisfaites :

$$x_j - x_{j-1} = \frac{2\pi}{N}.$$

Elles deviennent :

$$(5)\begin{cases} A_0 = \frac{2}{N}\left[\frac{z_0}{2} + \Sigma_1^{N_1-1} z_j + \frac{z_{N_1}}{2}\right]. \\ A_i = \frac{4}{N}\left[\frac{z_0}{2} + \Sigma_1^{N_1-1} z_j \cos 2ij\frac{\pi}{N} + \frac{z_{N_1}}{2} \cos 2iN_1\frac{\pi}{N}\right]. \\ B_i = \frac{4}{N} \Sigma_1^{N_2-1} t_j \sin 2ij\frac{\pi}{N}. \end{cases}$$

III. — Il est évident *a priori* que les formules (3), (4) et (5) ne sont qu'approchées, d'après la manière même dont nous les avons établies, et qu'en général les coefficients ainsi calculés ne doivent pas satisfaire rigoureusement aux N équations fondamentales de conditions. Remarquons, en effet, que, d'après la forme même de ces équations, les phases ne sauraient intervenir dans les expressions rigoureuses des coefficients, autrement que par leurs lignes trigonométriques et celles de leurs multiples, tandis que, dans les expressions (3), les phases figurent en même temps par elles-mêmes.

Toutefois, lorsque les valeurs de la phase auxquelles correspondent les données sont équidistantes [conditions (2)], il devient possible, en s'appuyant sur les deux théorèmes suivants, de corriger immédiatement les coefficients ainsi calculés [formules (5)].

1° *Lorsque le nombre* N *des données est pair, le dernier coefficient, calculé par les formules* (5), *doit seul être corrigé et réduit à la moitié de sa valeur ;*

---

(1) On a d'ailleurs $\cos ix_{N_1} = +1$ si i est pair, $\cos ix_{N_1} = -1$ si i est impair.

2° *Lorsque le nombre* N *des données est impair, tous les coefficients calculés par les formules* (5) *sont corrects.*

Nous pouvons vérifier tout d'abord le premier de ces théorèmes dans un cas particulier, $N = 16$. En appliquant les formules (5), nous retrouverons identiquement les seize expressions des coefficients calculés directement et donnés précédemment, à une seule exception près : la valeur de A_8 est trouvée deux fois trop forte.

Quant à la démonstration générale de ces théorèmes, elle est plus longue que délicate. Supposons tout d'abord N impair ; dans l'expression développée de y_i (i étant un entier quelconque), remplaçons tous les coefficients A et B par leurs valeurs déduites des équations (5). Le coefficient de y_j dans le second membre de l'expression de y_i est [1] :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \cos 2(i-j)\frac{\pi}{N} + \cos 4(i-j)\frac{\pi}{N} + \ldots + \cos(N-1)(i-j)\frac{\pi}{N}\right],$$

qui se réduit, dans le cas particulier de $i = j$, à :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \frac{N-1}{2}\right] = 1,$$

et si $j \neq i$, à :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \frac{\cos\frac{N+1}{2}(i-j)\frac{\pi}{N}\sin\frac{N-1}{2}(i-j)\frac{\pi}{N}}{\sin(i-j)\frac{\pi}{N}}\right]$$

ou :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \frac{\sin\pi - \sin(i-j)\frac{\pi}{N}}{2\sin(i-j)\frac{\pi}{N}}\right] = 0.$$

Si l'on identifie dès lors les coefficients de y_j dans les deux membres de l'équation, on constate que, dans tous les cas, toutes les équations de conditions auxquelles on parvient sont simultanément satisfaites (deuxième théorème).

Dans le cas de N pair, nous admettrons, guidés par le résultat obtenu dans un cas particulier, qu'il suffit, pour corriger les coeffi-

---

(1) En remplaçant z_j et t_j par leurs valeurs.

cients donnés par les formules (5), de multiplier le dernier d'entre eux, $A_{\frac{N}{2}}$, par un certain coefficient, u. En conduisant le calcul comme plus haut, on obtient, pour coefficient de y_j dans l'expression de y_i :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \cos 2(i-j)\frac{\pi}{N} + \dots + \cos 2\left(\frac{N}{2}-1\right)(i-j)\frac{\pi}{N} + u \cos i\pi \cos j\pi\right]$$

qui se réduit, pour $j = i$, à :

$$1 + \frac{2}{N}\left(u - \frac{1}{2}\right).$$

et pour $j \neq i$, à :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{1}{2} + \frac{\cos(i-j)\frac{\pi}{2}\sin\left(\frac{N}{2}-1\right)(i-j)\frac{\pi}{N}}{\sin(i-j)\frac{\pi}{N}} + u \cos i\pi \cos j\pi\right],$$

ou :

$$\frac{2}{N}\left[\frac{\sin\frac{N-1}{N}(i-j)\pi}{2\sin(i-j)\frac{\pi}{N}} + u\cos i\pi \cos j\pi\right] = \pm\frac{2}{N}\left(u - \frac{1}{2}\right).$$

Toutes les équations de conditions se réduisent à :

$$u - \frac{1}{2} = 0.$$

Ce qui justifie le premier théorème énoncé.

IV. — La connaissance de ces deux théorèmes est évidemment indispensable, lorsque l'on applique directement les formules indiquées au calcul de tous les coefficients que l'on peut déterminer. Elle l'est également lorsqu'il y a avantage à employer, pour ce calcul, la méthode des approximations successives.

Cette dernière méthode s'impose en effet dans deux cas : 1° Lorsque la fonction périodique que l'on étudie est représentée par une courbe continue et que, par suite, le nombre des données utilisables est aussi grand que l'on veut, sans que l'on puisse savoir, d'ailleurs, *a priori*, le nombre qu'il convient d'en choisir ; 2° Lorsque le nombre des données, tout en étant limité, est un peu considérable ; si l'on voulait, en effet, les utiliser toutes du premier coup, le calcul de

chacun de ces coefficients, et, *a fortiori*, de tous, deviendrait très pénible; j'ajouterai: en partie inutile. La série de Fourier étant en effet toujours convergente, les valeurs des coefficients successifs finissent par décroître. Or on est en droit de supprimer tous les termes du développement, qui sont tels que les coefficients correspondants soient inférieurs aux erreurs possibles que comportent les données. La méthode des approximations successives que je me propose d'exposer permet de juger des nombres de termes que l'on doit conserver et, ainsi qu'on pourra le voir par un exemple numérique, d'arrêter les calculs exactement au point utile.

Nous supposerons donc qu'après avoir employé un certain nombre, N, de données, d'où l'on a déduit $N_1 + 1$ valeurs de z et N_2 valeurs de t, que je représenterai par $z_0, z_2, z_4, \ldots, z_{2N_1}$ et par $t_2, t_4, \ldots, t_{2N_2}$, et calculé les valeurs des N premiers coefficients de la série de Fourier [1] (en corrigeant, s'il y a lieu, le dernier), on ait lieu de penser que ce nombre de termes est insuffisant. On pourra le reconnaître tout d'abord à l'ordre de grandeur des derniers coefficients obtenus, mais mieux encore, si l'on connaît d'autres valeurs de z et de t, intermédiaires entre celles que l'on a utilisées $z_1, z_3, \ldots, z_{2N_1-1}$; $t_1, t_3, \ldots, t_{2N_2+1}$, en en comparant les valeurs observées à celles que l'on calcule par la série de Fourier, limitée à N termes, dont on vient de calculer les coefficients.

Supposons donc que les écarts ainsi obtenus (observation — calcul), $\Delta z_1, \Delta z_3, \ldots, \Delta z_{2N_1-1}$; $\Delta t_1, \Delta t_3, \ldots, \Delta t_{2N_2+1}$; soient supérieurs aux erreurs d'observation. Nous sommes amenés à doubler le nombre des données, ainsi que celui des coefficients de la série de Fourier; mais *il est inutile*, à cet effet, *de refaire le calcul complet*.

Soient en effet $A_{N_1+1}, \ldots, A_N, B_{N_2+1}, \ldots, B_{N-1}$ les valeurs cherchées des nouveaux coefficients; et $\Delta A_0, \Delta A_1, \ldots, \Delta A_{N_1}$; $\Delta B_1, \ldots, \Delta B_{N_2}$, les valeurs des corrections à apporter aux coefficients déjà calculés pour correspondre à ceux que donnerait le nouveau calcul. On voit facilement que ces nouveaux coefficients, de même que les corrections aux premiers, s'obtiennent au moyen des mêmes formules générales (5), à la seule condition d'y remplacer tous les z et t par les Δz et Δt correspondants.

Ces nouveaux calculs sont, en réalité, simples et rapides (en sup-

---

[1] Au moyen des formules (5), dans lesquelles on suppose doublés tous les indices des z et des t, de manière à conserver à chaque lettre sa signification.

posant toujours que les valeurs de la phase auxquelles correspondent les données sont équidistantes). En effet :

1° *Si l'on a eu soin, lors du premier calcul, de corriger, s'il y a lieu, le dernier coefficient*, tous les Δz et Δt d'indices pairs sont identiquement nuls. La moitié des termes qui figurent dans les formules (5) se trouve ainsi disparaître ;

2° Les termes subsistants seront, en général, très petits, d'autant plus petits que le premier calcul a déjà fourni des résultats plus approchés ;

3° Considérons, quel que soit N, les termes d'ordre j dans ΔA_u et A_{N-u} d'une part, dans ΔB_u et B_{N-u} de l'autre. Les arcs correspondants (le nombre total des données étant ici 2N) sont :

$$uj\frac{\pi}{N} \qquad \text{et} \qquad (N-u)j\frac{\pi}{N},$$

dont la somme $j\pi$ est nécessairement de la forme $(2k+1)\pi$, puisque les termes d'ordre j impair subsistent seuls, en vertu de la première remarque. Les cosinus de ces deux arcs sont donc égaux et de signes contraires, les sinus égaux et de même signe. Il en résulte les relations importantes :

$$\Delta A_u = -A_{N-u}; \qquad \Delta B_u = B_{N-u}.$$

Le nombre des coefficients à déterminer par le nouveau calcul se trouve ainsi réduit de moitié ;

4° Supposons que N soit pair. Le dernier coefficient déterminé par le premier calcul est alors $A_{\frac{N}{2}}$. L'expression de la correction correspondante est de la forme :

$$\Delta A_{\frac{N}{2}} = \frac{2}{N}\Sigma_1^{N-1}\Delta z_j \cos j\frac{\pi}{2}.$$

Or j étant impair, tous ces cosinus sont nuls, et l'on a :

$$\Delta A_{\frac{N}{2}} = 0.$$

5° Il sera toujours avantageux, dans le calcul des nouveaux coefficients, $A_{N_1+1}, \ldots, A_N$; $B_{N_2+1}, \ldots, B_{N-1}$, de suivre, pour chacun de ces groupes, A ou B, l'ordre croissant des indices. Deux cas peuvent en effet se présenter :

Si l'on constate que les coefficients successifs de l'un de ces

groupes vont en décroissant et que l'un d'eux est inférieur aux erreurs possibles d'observation, il est permis, pour ce groupe, d'arrêter en ce point les calculs, car les coefficients restant à déterminer seraient complètement négligeables.

Si, par contre, on constate que, pour l'un de ces groupes ou pour les deux, le dernier coefficient calculé reste supérieur aux erreurs possibles, on est conduit, si le nombre total des données dont on dispose le permet, à appliquer une seconde fois la même méthode d'approximation successive, en doublant de nouveau le nombre des données utilisées.

V. — Je crois utile de joindre, à l'exposé théorique qui précède, un exemple numérique.

Considérons l'ellipse dont les demi-axes sont 1 et 2, dont l'équation en coordonnées polaires est :

$$\frac{1}{\rho^2} = 0{,}625 - 0{,}375 \cos 2\varphi,$$

ou, en posant, pour simplifier, $x = 2\varphi$:

$$\frac{1}{\rho^2} = 0{,}625 - 0{,}375 \cos x.$$

Nous nous proposerons de développer ρ en fonction de x par la formule de Fourier. Dans cet exemple particulier, les t (et par suite les coefficients B) sont tous nuls, et les z égaux aux ρ correspondants.

Nous prendrons comme point de départ les dix-sept valeurs suivantes des rayons vecteurs ($N_l = 16$), supposés représenter dix-sept valeurs observées [1] :

$z_0 = 2{,}000.000$,	$z_9 = 1{,}196.803$,
$z_1 = 1{,}971.786$,	$z_{10} = 1{,}140.713$,
$z_2 = 1{,}894.748$,	$z_{11} = 1{,}095.442$,
$z_3 = 1{,}786.857$,	$z_{12} = 1{,}059.900$,
$z_4 = 1{,}667.049$,	$z_{13} = 1{,}033.180$,
$z_5 = 1{,}549.204$,	$z_{14} = 1{,}014.586$,
$z_6 = 1{,}441.135$,	$z_{15} = 1{,}003.622$,
$z_7 = 1{,}346.149$,	$z_{16} = 1{,}000.000$.
$z_8 = 1{,}264.911$,	

[1] $N_1 = 16$ correspond à $N = 32$; mais il est à remarquer que, dans le cas actuel, trente de ces rayons vecteurs sont égaux deux à deux.

Nous supposerons que chacune de ces données n'est connue qu'à quelques unités près du sixième ordre décimal. Nous pourrons donc nous contenter de calculer les divers coefficients de la série de Fourier à une unité près du sixième ordre décimal, et nous pourrons négliger tous ceux qui seront inférieurs à cette même limite.

Dans un premier essai, ayant pour but de voir si la formule de Fourier, réduite à cinq termes seulement, serait suffisante, on a utilisé les seules valeurs de z_0, z_4, z_8, z_{12}, z_{16}. Les formules (5) (en quadruplant les indices des z qui y figurent) ont donné :

$$A_0 = 1{,}372.965, \qquad A_3 = 0{,}035.340,$$
$$A_1 = 0{,}464.660, \qquad A_4 = 0{,}009.490\ (^1).$$
$$A_2 = 0{,}117.545,$$

Les valeurs de ces coefficients successifs décroissent régulièrement; mais, de l'examen du plus petit d'entre eux, résulte immédiatement que la formule à cinq termes est insuffisante. Effectivement, elle conduit pour z_2, z_6, z_{10} et z_{14} aux erreurs suivantes :

$$\Delta z_2 = -\ 0{,}004.152, \qquad \Delta z_{10} = -\ 0{,}003.968,$$
$$\Delta z_6 = +\ 0{,}006.120, \qquad \Delta z_{14} = +\ 0{,}001.318.$$

De ces dernières données on déduit, par le mode de calcul exposé plus haut :

$$\Delta A_4 = 0,$$
$$A_5 = -\ \Delta A_3 = 0{,}002.853,$$
$$A_6 = -\ \Delta A_2 = 0{,}000.881,$$
$$A_7 = -\ \Delta A_1 = 0{,}000.299,$$
$$A_8 = -\ \Delta A_0 = 0{,}000.085\ (^1).$$

Les coefficients de la série de Fourier, limitée à ses neuf premiers termes, deviennent :

$$A_0 = 1{,}372.880, \qquad A_5 = 0{,}002.853,$$
$$A_1 = 0{,}464.361, \qquad A_6 = 0{,}000.881,$$
$$A_2 = 0{,}116.664, \qquad A_7 = 0{,}000.299,$$
$$A_3 = 0{,}032.487, \qquad A_8 = 0{,}000.085.$$
$$A_4 = 0{,}009.490,$$

La formule à neuf termes est, on le voit, encore insuffisante. Elle

---

(1) Après correction.

conduit en effet aux erreurs suivantes :

$$\Delta z_1 = -0{,}000.017, \quad \Delta z_9 = -0{,}000.045,$$
$$\Delta z_3 = +0{,}000.036, \quad \Delta z_{11} = +0{,}000.031,$$
$$\Delta z_5 = -0{,}000.063, \quad \Delta z_{13} = -0{,}000.021,$$
$$\Delta z_7 = +0{,}000.057, \quad \Delta z_{15} = +0{,}000.006.$$

En partant de ces nouvelles données et appliquant une seconde fois le même mode de calcul, on trouve :

$$\Delta A_8 = 0,$$
$$A_9 = -\Delta A_7 = 0{,}000.028,$$
$$A_{10} = -\Delta A_6 = 0{,}000.009,$$
$$A_{11} = -\Delta A_5 = 0{,}000.003.$$

Il serait inutile, on le voit, de pousser plus loin les calculs, car les autres coefficients seraient inférieurs à 0,000001 et négligeables. La série de Fourier à douze termes est donc suffisante. Les cinq premiers coefficients conservent les mêmes valeurs que dans le tableau précédent, tandis que les autres deviennent :

$$A_5 = 0{,}002.850, \quad A_9 = 0{,}000.028,$$
$$A_6 = 0{,}000.872, \quad A_{10} = 0{,}000.009,$$
$$A_7 = 0{,}000.271, \quad A_{11} = 0{,}000.003.$$
$$A_8 = 0{,}000.085,$$

On voit, par cet exemple, que la série de Fourier peut être avantageusement employée pour établir l'équation empirique, en coordonnées polaires, d'une courbe fermée dont on connaît un certain nombre de points. C'est dans le but de résoudre un problème de cette nature que j'ai été amené à entreprendre ce travail.

SUR LES RAYONS CATHODIQUES ;

Par M. P. VILLARD.

(*Suite*) (1)

Émission. — Lorsqu'on diminue progressivement la pression dans un tube de Crookes, l'afflux cathodique, au début de son apparition, qui coïncide avec celle de l'espace obscur, couvre la cathode à peu près uniformément. Supposons d'abord celle-ci plane et centrée sur un tube d'un diamètre à peine supérieur au sien, cylindrique par exemple ; si l'on continue à faire le vide, l'espace

(1) Voir p. 5 de ce volume.

obscur s'agrandit, l'afflux parcourt un trajet de plus en plus long, et l'action répulsive des parois intervient.

La partie extérieure du courant gazeux est repoussée vers les régions centrales; la densité du cylindre d'afflux augmente par suite à la périphérie, et le cercle d'impact sur la cathode présente alors une région centrale uniforme bordée d'un anneau plus lumineux. La photographie rend le phénomène très manifeste. A un vide plus avancé, les bords intérieurs de l'anneau se rejoignent, et l'uniformité se rétablit. Pendant toute cette évolution, la distance qui sépare le cylindre d'afflux de la paroi est, à une pression donnée, la même dans des tubes de divers diamètres, pourvu que l'anode soit éloignée. Ceci montre bien que le resserrement de l'afflux est dû à l'action des parois. La pression diminuant encore, le courant gazeux dont il s'agit se réduit peu à peu jusqu'à n'être plus qu'un filet de diamètre insensible et de moins en moins visible.

Le faisceau cathodique principal est, dans ces conditions, un cylindre plein, ayant pour base le cercle d'impact de l'afflux et présentant comme lui une condensation périphérique.

Au début de cette expérience, et tant que le cercle d'impact de l'afflux cathodique a un diamètre supérieur à 4 millimètres ou 5 millimètres, la section affectée au passage de l'électricité, ou, si l'on veut, le débit électrique, sont suffisants pour que la différence de potentiel entre les électrodes soit faible et ne dépasse pas 15.000 à 20.000 volts, variant d'ailleurs fort peu avec la pression. Les rayons cathodiques sont nombreux, et leur énergie spécifique faible. A mesure que le cylindre d'afflux se resserre, une même diminution de diamètre réduit sa section dans une proportion croissante, et, quand ce diamètre n'est plus que de 1 millimètre environ, le passage de quelques centimètres cubes de mercure dans la trompe peut faire doubler la longueur de l'étincelle équivalente qui mesure la résistance du tube. L'énergie spécifique des rayons cathodiques augmente rapidement, et, à un certain moment, l'énergie totale du faisceau atteint un maximum se traduisant par une plus vive incandescence d'une lame de platine exposée au choc cathodique. Le maximum de production des rayons X, lié probablement à ce qu'on pourrait appeler l'*éclat cathodique*, n'a généralement lieu que plus tard [1].

---

[1] L'énergie spécifique nécessaire à l'obtention des rayons X peut être obtenue sans pousser le vide jusqu'à avoir un faisceau réduit : à un vide peu avancé, on

Finalement l'afflux cathodique se réduit à zéro, l'émission cesse, et le courant électrique ne passe plus.

Ce qui précède est vrai d'une manière générale pour une cathode quelconque, les points d'émission étant seulement répartis différemment.

Si la cathode est fortement convexe, la convergence qu'elle imprime aux lignes de force est cause que l'afflux est plus dense à son centre qu'à sa périphérie; il en est de même du faisceau cathodique.

Le cas d'une cathode concave sphérique est plus intéressant, cette forme étant couramment employée.

Dès que l'espace obscur s'agrandit sensiblement, et que sa limite s'éloigne de l'électrode à une distance à peu près égale à son diamètre, l'afflux cathodique, tendant à arriver normalement à la surface de la cathode, en abandonne presque complètement la partie centrale. Attiré par le pourtour saillant de l'électrode et repoussé par les parois, il couvre seulement un anneau d'autant plus délié que la concavité est plus prononcée, et qui se resserre quand la pression diminue. On fait à volonté varier le diamètre de cet anneau en chargeant positivement une électrode auxiliaire passant dans un trou percé au centre de la cathode et dépassant celle-ci de 1 millimètre environ.

L'émission cathodique est ainsi localisée presque complètement sur une zone, et le faisceau est un cône creux à parois plus ou moins épaisses. Ce phénomène, observé par M. Swinton [1], s'explique donc sans difficulté. La section radiante étant, toutes choses égales d'ailleurs, moindre qu'avec une cathode plane, la résistance est un peu plus forte.

A un degré de vide suffisant, variable, comme je l'ai montré, avec la forme et surtout le diamètre des tubes, le faisceau cathodique,

---

a souvent constaté que l'intercalation d'une étincelle dans le circuit suffit pour cela. L'explication de ce fait est simple : si, par exemple, l'étincelle éclate du côté cathode, celle-ci, primitivement presque au même potentiel que l'anode, est brusquement portée à un potentiel très différent. L'émission cathodique a lieu encore par les mêmes points; mais elle est moindre, et l'énergie spécifique des rayons augmente. Avec l'appareil Tesla, le résultat est encore plus net, et on peut arriver à supprimer complètement le faisceau central, la circulation gazeuse n'ayant pas le temps de s'établir ; l'émission est très faible, et on obtient des rayons X à des pressions relativement considérables aussi bien qu'à un vide très avancé.

[1] *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. LXI, n° 370, p. 79.

qu'il provienne d'une cathode plane, convexe ou concave, se réduit à un pinceau très fin. Celui-ci est toujours normal, au point de départ, à la surface d'émission. Ceci se vérifie aisément avec une cathode sphérique décentrée : le faisceau part du point de l'électrode situé

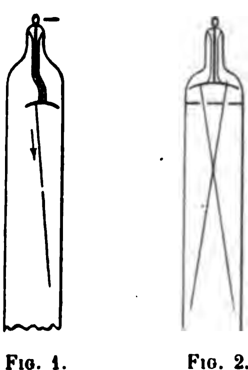


Fig. 1. Fig. 2.

sur l'axe du tube et normalement à celle-ci (*fig.* 1). De même avec une cathode courbe, sphérique ou cylindrique, au-devant de laquelle, à 10 millimètres ou 15 millimètres environ, on dispose un diaphragme présentant deux ou trois ouvertures qui délimitent autant de courants d'afflux, déterminant la production de faisceaux cathodiques correspondants (*fig.* 2); les rayons émis s'infléchissent ensuite sous l'action répulsive de la cathode.

Propagation. — *Deux faisceaux cathodiques sont sans action mutuelle appréciable.* — Cette question, très controversée, paraît résolue par les expériences suivantes :

1° La disposition déjà décrite[1] d'une cathode plane, de 4 à 5 centimètres de diamètre, précédée, à 10 ou 15 millimètres, d'un diaphragme métallique percé de deux ouvertures, permet d'avoir deux faisceaux cathodiques parallèles et étroits, passant par les centres des trous et se propageant dans un espace suffisamment protégé au point de vue électrique. On peut d'ailleurs, au moyen d'un large tube en toile métallique fixé au diaphragme, réaliser une véritable cage de Faraday. Dans ces conditions, les deux faisceaux cathodiques, même rapprochés à 8 millimètres l'un de l'autre, restent parallèles sur tout leur trajet, lequel est très visible si le

(1) Voir 9 p. de ce volume.

vide est fait sur l'oxygène pur. L'emploi de la cage de Faraday ne change rien à ce résultat. On doit seulement prendre la précaution, si on rapproche les ouvertures, d'en réduire en même temps le diamètre. On évite ainsi que la cathode n'agisse obliquement, au travers de chacune d'elles, sur le faisceau qui a traversé l'autre. Entre le diaphragme et la cathode aucune action perturbatrice n'est à redouter, les lignes de force étant des droites.

En même temps on vérifie que deux courants d'*afflux cathodique* ne se repoussent pas.

2° A 0^m,30 d'une cathode presque ponctuelle est un diaphragme à deux fentes rapprochées ; à 0^m,30 au-delà est une lame fluorescente. L'ombre cathodique du système des deux fentes est égale à l'ombre géométrique, et les rayons passant par l'une des ouvertures ne changent pas de direction quand on ferme l'autre.

3° Un diaphragme à deux trous est placé en avant d'une cathode cylindrique concave (*fig.* 2) ; on a ainsi deux faisceaux concourants, rectilignes à partir du diaphragme. Ces faisceaux se croisent sans s'influencer.

De même avec un tube à cinq cathodes concourantes placées dans des tubes distincts soudés à une ampoule unique, dans laquelle se fait le croisement. Le champ n'est très intense que près des cathodes, il est presque nul dans l'ampoule, et celle-ci constitue une sorte de cage de Faraday.

Il semble donc qu'il n'y ait pas lieu de parler d'action mutuelle s'exerçant lorsque deux faisceaux se pénètrent, ou que l'un d'eux rencontre des normales à l'autre cathode ; ces conditions, considérées comme nécessaires et suffisantes par M. Deslandres [1] et M. Goldstein [2], sont précisément réalisées dans la dernière des expériences précédentes, et aucune action ne se produit cependant. Dans la première expérience, au contraire (cathode plane précédée d'un diaphragme à deux trous), bien que le faisceau passant par l'une des ouvertures ne rencontre ni les rayons, ni les normales à la cathode qui traversent l'autre, une faible répulsion apparente aurait lieu, si on rapprochait beaucoup les deux trous sans réduire en même temps leur diamètre de manière à laisser entre eux un plein suffisant. En pareil cas, et pour les raisons données plus haut, le diaphragme cesserait de constituer un écran efficace.

---

[1] *Comptes Rendus*, t. CXXIV, p. 681 ; 1897.
[2] *Comptes Rendus*, t. CXXVI, p. 1199 ; 1898.

Les rayons cathodiques ne sont déviés que quand ils coupent des lignes de force, et leur électrisation, découverte par M. Jean Perrin (1), suffit à expliquer les effets observés jusqu'à présent, si l'on tient compte en même temps de l'électrisation du tube. Dans l'expérience classique réalisée par Crookes avec un tube à deux cathodes placées en regard de deux fenêtres, chacune des cathodes repousse le faisceau émis par l'autre, et l'action subsiste évidemment, au moins près des cathodes, si on ferme l'une des fenêtres, comme l'ont fait MM. Wiedemann et Ebert. La disposition ingénieuse imaginée par M. Deslandres (2), et consistant à entourer par un tube de mica l'une des cathodes et le faisceau correspondant, fait disparaître la déviation ; le mica se charge en effet comme les parois et fait écran ; on a, en réalité, deux tubes de Crookes intérieurs l'un à l'autre, mais électriquement distincts.

Les phénomènes d'attraction et de répulsion observés par l'auteur précédent (3) paraissent également être la conséquence de l'état électrique du tube ; ainsi une électrode placée au-devant et près de la cathode est, comme on l'a vu, à un potentiel beaucoup plus élevé que celle-ci et prend, par influence, une charge positive qui attire les rayons. Placée, au contraire, loin de la cathode, et par suite soumise presque uniquement à l'action des parois, elle se trouve dans un espace à potentiel très élevé presque uniforme. Si cette électrode présente une partie extérieure au tube ou, mieux, si elle est reliée à un conducteur extérieur, elle prend nécessairement une charge négative et repousse les rayons. L'action doit évidemment augmenter avec la capacité du conducteur, ce qui est conforme aux observations de M. Deslandres. Il y a également répulsion, pour les mêmes raisons, si l'électrode est reliée à la terre. Dans ce dernier cas surtout, la charge négative se manifeste par une émission de rayons cathodiques. Il suffit, d'ailleurs, de toucher un tube de Crookes avec le doigt, loin de la cathode, pour repousser le faisceau ; mais il est facile de voir que la paroi touchée se charge négativement, car elle émet des rayons cathodiques et prend en même temps une teinte jaune (lumière du sodium), caractéristique de l'arrivée sur le verre d'un afflux cathodique.

Soit maintenant un tube à cathode plane centrée de même dia-

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, XI, p. 503.
(2) *Loc. cit.*
(3) *Comptes Rendus*, t. CXXIV, p. 680, 945, 1297 ; 1897.

mètre que lui à peu près. Les surfaces équipotentielles sont sensiblement planes, et le faisceau est cylindrique. Vient-on à réduire le diamètre de la cathode, les surfaces de niveau s'incurvent, et le faisceau est divergent. Si la cathode présente la forme d'un rectangle très allongé, les rayons cathodiques doivent s'étaler en éventail dans un plan perpendiculaire à la plus grande dimension du rectangle, plan dans lequel la courbure des surfaces équipotentielles est maxima. Il est facile de vérifier qu'il en est bien ainsi.

On voit que, pour obtenir un faisceau cathodique couvrant, à quelque distance, un espace notable, on devra employer une cathode très petite.

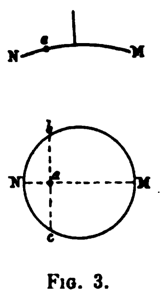


Fig. 3.

Supposons, au contraire, la cathode concave sphérique : à un vide peu avancé, les rayons émis forment un cône creux; l'un d'eux, partant d'un point *a* (*fig.* 3), est repoussé par la partie *b*M*c* de l'électrode plus fortement que par *b*N*c*; on peut encore dire que le projectile cathodique, dont ce rayon est la trajectoire, coupera obliquement les surfaces de niveau qu'il rencontrera successivement; il se comportera comme un corps pesant lancé obliquement de haut en bas; sa trajectoire s'infléchira, tendant à devenir parallèle à l'axe du cône; les génératrices de celui-ci seront donc curvilignes, tournant leur concavité vers l'extérieur, et il en résultera cet allongement bien connu du foyer cathodique, allongement d'autant plus marqué que le vide est plus avancé et le champ, par suite, plus intense près de la cathode. Plaçant au-devant de celle-ci un diaphragme à deux ouvertures (*fig.* 2), le cône d'émission se réduit à deux faisceaux concourants, rectilignes à partir du diaphragme, se coupant cependant au-delà du centre de courbure de la cathode. Cette expérience montre que l'inflexion des trajectoires n'est pas due à une action

mutuelle des rayons, puisqu'elle cesse au-delà du diaphragme et qu'elle se produit surtout au voisinage de la cathode, sur un trajet de 10 à 15 millimètres, là précisément où le champ présente son maximum d'intensité.

Diffusion des rayons cathodiques. — Lorsqu'un faisceau cathodique, suffisamment resserré déjà pour qu'il y ait production de rayons X, rencontre la lame anticathodique d'un tube genre focus, une vive fluorescence du verre se produit dans toute la partie du tube située au-dessus du plan de l'anticathode ou d'un plan très voisin de celui-ci. Cette illumination hémisphérique a été attribuée par M. Silvanus P. Thomson à des *rayons paracathodiques* analogues aux rayons cathodiques, comme eux sensibles à un champ magnétique ou électrostatique, mais incapables de produire des rayons X. Leur point radiant est le point d'impact du faisceau direct.

Il s'agit, en réalité, de véritables rayons cathodiques aisément reconnaissables à leurs propriétés. On peut les considérer provisoirement comme provenant de la diffusion des rayons primaires, diffusion qui présente un maximum d'intensité dans une direction peu différente de celle qui correspond à la réflexion régulière.

Si on isole par un diaphragme un faisceau de ces rayons et qu'on le reçoive dans un tube latéral protégé électriquement, on peut s'assurer par le sens de la déviation magnétique ou électrique que ces rayons sont électrisés négativement.

En recevant ce faisceau sur une lame métallique, isolée ou reliée à l'anode, on obtient l'illumination hémisphérique du verre, comme dans le tube principal.

En même temps il se produit des rayons X qu'il est facile de distinguer des rayons secondaires découverts par M. Sagnac et qui prennent naissance en même temps. L'approche d'un aimant, écartant de l'obstacle le faisceau en expérience sans agir sur les rayons X primaires qui l'accompagnent, fait effectivement cesser cette émission, au moins pour l'observation à l'écran fluorescent.

Au point de vue de la production des rayons X, les rayons cathodiques diffusés se comportent vis-à-vis des obstacles rencontrés, verre ou métaux, exactement comme les rayons directs. On peut le constater en photographiant, à la chambre noire, une anticathode formée par la juxtaposition de diverses substances et que l'on expose : 1° aux rayons cathodiques ordinaires ; 2° aux rayons diffusés. Un écran en aluminium ou en verre protège les plaques sensibles contre

l'action des rayons Sagnac. Avec des temps de pose convenablement choisis, les deux épreuves sont identiques.

Enfin les rayons diffusés possèdent, au point de vue chimique, des propriétés identiques à celles des rayons directs. Il en sera question dans un autre article.

Il n'y a pas lieu de supposer que les rayons dont il s'agit sont émis directement par l'anticathode devenant cathode quand la décharge est oscillante. Le résultat est en effet le même, que l'anticathode soit anode ou isolée. En second lieu, quand il y a oscillation, l'émission par l'anode se fait suivant les lois relatives aux cathodes et produit les mêmes effets que l'inversion du courant par le commutateur de la bobine; en regard des deux faces de la lame anticathodique apparaissent, sur le verre, deux plages fluorescentes restreintes, et diamétralement opposées, présentant des irrégularités qui correspondent aux reliefs de la lame et au point d'attache du fil qui la porte. Ce phénomène, absolument distinct de l'illumination hémisphérique, à laquelle il se superpose en apparence quand il y a oscillation, cesse d'ailleurs si on fait diminuer la résistance du tube.

Il est permis d'admettre qu'au contact d'un obstacle les particules électrisées en mouvement, qui constituent les rayons cathodiques, se diffusent en tous sens, conservant, en partie au moins, leurs charges et leur énergie cinétique. De cette diffusion résultent de nouveaux rayons se propageant à peu près rectilignement, parce que le champ est très faible dans la région où ils se forment; à part leur mode particulier d'émission, ces rayons sont identiques aux rayons directs.

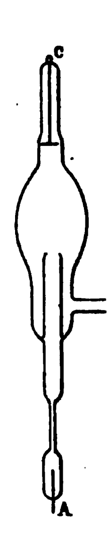
J'ai précédemment montré que les rayons cathodiques, et aussi les rayons de Goldstein (*Kanalstrahlen*), se forment aux dépens d'un afflux de matière, chargée positivement, qui arrive à la cathode avec une vitesse considérable. Il est permis de supposer que cette matière est toujours la même, quel que soit le gaz sur lequel on ait fait le vide, quel que soit le métal des électrodes. Tous les tubes de Crookes, bien que préparés par des procédés variés, donnent les mêmes effets et présentent une allure unique. Les expériences de M. J.-J. Thomson [1] permettent d'être plus affirmatif encore : elles établissent en particulier que, pour une même chute de potentiel, la déviation magnétique des rayons est invariable, indépendante de la nature du

---

[1] *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XLIV (oct. 1897); — *Journal de Physique*, t. VII, p. 39 ; 1898.

gaz sur lequel on a fait le vide. Sous ces divers rapports, les tubes de Crookes sont absolument différents des tubes de Geissler.

L'emploi du spectroscope fournit une première indication sur la



nature de la matière cathodique. L'instrument est dirigé vers la partie capillaire de l'appareil représenté *fig.* 1, dans lequel on fait le vide sur l'air ou sur un gaz tel que l'oxygène, par exemple, qu'il est facile de préparer pur et sec, en chauffant un peu d'oxyde de mercure dans un petit tube soudé à la trompe. Les vapeurs de mercure sont retenues par du sélénium; la vapeur d'eau est absorbée par de la potasse fondue au rouge. A un degré de vide variable avec la forme de l'appareil et ses dimensions, mais toujours tel qu'on ait un faisceau cathodique bien net et déjà étroit, on a, dans la partie capillaire, le spectre des gaz contenus dans le tube, plus celui de l'hydrogène. On observe alors, si C est cathode et A anode, que les raies de l'hydrogène s'affaiblissent rapidement et disparaissent complètement si l'expérience est faite avec soin. Le spectre des autres gaz reste invariable. Renversant le courant, les raies de l'hydrogène réapparaissent. Si on dirige, au contraire, le spectroscope vers la cathode et très près de celle-ci, on constate que, même dans un tube bien sec, le spectre de l'hydrogène est remarquablement intense et parfois seul visible. Ainsi l'hydrogène semble jouer

un rôle privilégié dans les phénomènes de Crookes et constituer le courant de matière qui circule dans les tubes à l'état radiant.

Cette première indication trouvée, il devient possible d'aborder la question par des procédés chimiques.

I. *Rayons cathodiques*. — Dans un tube de Crookes pouvant donner un faisceau un peu divergent, une lame de cuivre oxydé superficiellement est placée à $0^m,15$ environ en face de la cathode ; entre cette lame et la cathode est interposé un petit obstacle en cuivre, oxydé également, fixé à la lame, et figurant par exemple une croix. L'ensemble peut être relié à l'anode, mais ceci importe peu. Le tube étant mis en activité, on observe, au bout de quelque temps, que l'ombre cathodique portée par la croix sur la lame se manifeste par une impression durable très nette, noire sur fond rouge. Examinant les choses de plus près, on constate que partout où le cuivre oxydé a été frappé par les rayons, il a pris une teinte rouge ; les parties protégées, c'est-à-dire l'ombre de la croix, le revers de la lame et celui de l'obstacle, sont restées noires. Il est à supposer que les rayons cathodiques ont exercé sur l'oxyde une action réductrice. Le phénomène est parfaitement net, si l'on a soin d'éviter que la lame ne s'échauffe notablement, auquel cas l'oxyde noir serait décomposé et ramené à l'état de sous-oxyde rouge.

Il est préférable de prendre comme réactif un silicate. Par suite de la puissance de pénétration des rayons cathodiques, la réduction se fait alors dans la masse, à l'abri de l'atmosphère intérieure du tube.

Si, par exemple, la paroi anticathodique d'un tube de Crookes est recouverte intérieurement d'une mince couche de verre vert à l'oxyde cuivrique, ce revêtement se transforme en verre rouge cuivreux sous l'action des rayons cathodiques. De même le cristal est réduit : il noircit partout où il est frappé par les rayons cathodiques, comme au contact d'une flamme réductrice, à cela près que l'action est moins superficielle. Ceci explique la formation de taches brunes sur la paroi anticathodique de tubes de Crookes ayant beaucoup servi. Le verre ordinaire contient, en effet, presque toujours du plomb et brunit souvent au contact prolongé d'une flamme réductrice.

La réduction du cristal réussit, même si le vide est fait sur de l'oxygène très pur :

Un tube de Crookes, à cathode d'aluminium, présente une paroi anticathodique en cristal ; après lavage à l'acide nitrique bouillant, ce

tube reçoit, par une ouverture qui sera scellée ensuite, un disque en cuivre profondément oxydé, dans lequel est pratiquée une découpure en forme de croix. L'appareil est alors relié à une trompe à mercure sans robinets, par l'intermédiaire de tubes contenant de l'oxyde de cuivre et de la potasse fondue au rouge. Une ampoule contenant un peu d'oxyde de mercure préalablement purifié par plusieurs chauffages est soudée à la canalisation qui, bien entendu, est toute en verre passé à la flamme. Après avoir fait le vide, on remplit l'appareil d'oxygène plusieurs fois sous une pression de quelques millimètres, et on le chauffe fortement chaque fois, en ayant soin d'insister particulièrement sur le tube de Crookes et l'oxyde de cuivre. Cette opération est renouvelée au cours des expériences. Dans ces conditions, on est sûr que l'atmosphère du tube est formée d'oxygène presque pur ; d'ailleurs, le spectre de l'hydrogène n'est plus visible. Cependant l'action réductrice des rayons cathodiques n'est pas diminuée ; ceux-ci, passant par la découpure pratiquée dans la lame de cuivre oxydé, vont marquer une croix noire sur le fond du tube. Le résultat est le même, si l'espace obscur est limité à quelques centimètres seulement de la cathode, et la réduction se fait alors dans une région où le spectre de l'oxygène est très brillant.

L'expérience peut encore se faire en recevant les rayons cathodiques sur une paroi de verre partiellement recouverte de cristal ; ce dernier seul noircit, ce qui montre bien qu'il ne s'agit pas de parcelles arrachées aux électrodes.

La réduction du cristal réussit également dans un tube à électrodes extérieures, et on ne saurait invoquer ici la mise en liberté, par l'effet du courant, d'hydrogène ou d'oxyde de carbone condensés dans le métal.

Rayons cathodiques diffusés. — Les rayons cathodiques diffusés par les anticathodes possèdent, comme les rayons directs, la propriété de réduire le cristal même dans une atmosphère d'oxygène. Pour le constater, il suffit de faire fonctionner, pendant une heure ou deux, un tube dont l'anticathode est entourée d'un manchon de cristal, qu'il convient de prendre étroit, puisque, dans le cas présent, les rayons divergent en tous sens à partir d'un point. L'expérience terminée, on observe que le cristal est réduit dans toute la partie du manchon située au-dessus du plan de l'anticathode. La réduction n'est pas due aux rayons X, car elle est empêchée par l'interposition d'une mince feuille d'aluminium ($0^{mm},1$).

Afflux cathodique. — Si la partie centrale d'une cathode plane est remplacée par une lame de cristal, ce qui ne modifie pas sensiblement la marche de l'afflux ni la production du faisceau cathodique central, on constate que le cristal est profondément réduit là où il est frappé par le courant gazeux, et le cercle d'impact de l'afflux marque ainsi sa trace sur la lame. Cette trace se réduit presque à un point central dans un tube de révolution, quand le vide est suffisamment poussé. Cette expérience peut être combinée avec l'une des précédentes et on obtient ainsi une réduction aux deux extrémités du faisceau cathodique.

Rayons de Goldstein. — Une lame de cristal, placée sur le trajet des rayons de Goldstein, est rapidement réduite. Ce résultat pouvait être prévu, les rayons dont il s'agit n'étant autre chose que le prolongement de l'afflux cathodique, qui continue sa route au travers d'une cathode perforée, après avoir perdu sa charge.

Ainsi les rayons cathodiques, les rayons de Goldstein, et l'afflux cathodique paraissent formés aux dépens d'une matière possédant d'une manière constante la propriété de réduire certains oxydes, et cela indépendamment de son état électrique, qui est l'état neutre dans le cas des rayons de Goldstein.

Le résultat est le même, soit qu'on opère sans précautions spéciales, soit au contraire qu'on fasse le vide sur de l'oxygène très pur, ou même qu'on supprime les électrodes intérieures. Il semble donc que l'on chercherait vainement à obtenir des rayons cathodiques formés aux dépens d'une matière quelconque.

Or le seul gaz réducteur que l'on puisse trouver dans un tube sans électrodes, lavé, puis chauffé fortement, est évidemment l'hydrogène ; c'est précisément celui que le spectroscope montre se portant à la cathode à l'exclusion des autres. Son origine est facile à trouver ; on ne saurait, en effet, se débarrasser complètement de l'eau par des desséchants, et le verre peut en fournir presque indéfiniment, surtout si on le chauffe ; la régénération des tubes de Crookes par un séjour suffisant à l'étuve se trouve ainsi expliquée sans peine.

J'ajouterai qu'avec un tube à électrodes de mercure, dans lequel le vide a été fait avec beaucoup de soin sur le mercure bouillant, je n'ai observé que le phénomène de Geissler; il ne s'est pas formé de rayons cathodiques.

Les propriétés physiques et chimiques de l'hydrogène font déjà de ce gaz un corps à part dans la série des éléments; il n'est nulle-

ment invraisemblable d'admettre qu'il possède, et cela exclusivement, la propriété de pouvoir donner des rayons cathodiques.

SUR LES CYCLES IRRÉVERSIBLES ET LE THÉORÈME DE CLAUSIUS;

Par M. E. CARVALLO.

1. Introduction. — *Quand on fait suivre à un système un cycle fermé, l'intégrale* $\int \frac{dQ}{T}$ *est nulle si le cycle est réversible. L'intégrale est négative, si le cycle est irréversible.*

Tel est le théorème de Clausius (¹). Le cas des cycles réversibles est simple et se trouve clairement exposé dans tous les ouvrages. Sur les cycles irréversibles, les cours élémentaires sont souvent muets. D'autres ouvrages sont, sur ce point, compliqués ou insuffisants. Je désire apporter ici une manière simple d'introduire la question dans les cours élémentaires. Voici d'abord des exemples de cycles irréversibles :

1° *Le système est chauffé par frottement.* — La transformation est irréversible, mais on peut passer de l'état initial à l'état final par une transformation réversible, *en chauffant le corps*, auquel cas l'intégrale $\int \frac{dQ}{T}$ est évidemment positive. Au contraire, dans le cas du frottement, le système tend à céder de la chaleur au milieu ambiant; l'intégrale est donc négative ou nulle. Ainsi, l'intégrale de Clausius diminue quand on remplace la transformation réversible par la transformation irréversible.

2° *Un gaz est détendu brusquement dans un espace vide.* — Sa température est la même à la fin qu'au commencement de l'expérience : c'est la loi de Joule. La transformation est irréversible ; mais on peut passer de l'état initial à l'état final en détendant le gaz pro-

---

(¹) dQ est la quantité de chaleur élémentaire *reçue* par le système envisagé, T est la température absolue de cette chaleur reçue ; c'est, bien entendu, la température de l'élément du système qui reçoit la chaleur dQ, et non la température de la source extérieure qui cède la chaleur. Quant à la reversibilité, elle est envisagée, non par rapport aux sources de chaleur, mais seulement par rapport au système transformé.

gressivement et à température constante, à l'aide d'un piston : alors le milieu ambiant cède au gaz la chaleur nécessaire pour compenser le refroidissement dû à la détente. L'intégrale de Clausius est positive. Au contraire dans l'expérience de Joule, puisque la température finale est égale à la température initiale, on peut supposer la détente adiabatique ; l'intégrale de Clausius est alors nulle. Ainsi, comme dans le premier exemple, l'intégrale de Clausius diminue quand on remplace la transformation réversible par la transformation irréversible.

3° *Un fil, tendu par un poids, est brusquement détendu par la rupture du fil.* — C'est l'expérience d'Edlund, tout à fait analogue à celle de Joule.

4° *Dans un liquide surfondu on provoque brusquement la solidification.* — La transformation est irréversible, comme les précédentes.

Dans les deux derniers exemples on peut encore constater, quoique moins aisément, que l'intégrale de Clausius diminue quand on substitue la transformation irréversible à une transformation réversible qui conduit de l'état initial à l'état final.

2. Caractères communs aux exemples cités. — I. A la transformation irréversible on peut substituer une transformation réversible composée d'une isotherme et d'une adiabatique. Dans le cas de l'expérience de Joule, l'adiabatique disparaît; mais ce qu'il importe de remarquer, c'est que, dans tous les cas, la branche d'isotherme à parcourir existe vraiment. En d'autres termes, les deux extrémités de la transformation irréversible ne sont pas sur une même adiabatique réversible.

II. La transformation irréversible correspond, en général, à un phénomène précipité, dû à un état de déséquilibre ; il en résulte qu'elle tend à être adiabatique et l'on peut imaginer qu'on fasse en sorte qu'elle soit rigoureusement adiabatique.

3. Démonstration de l'inégalité de Clausius. — Soit A→B (*fig.* 1) une transformation irréversible représentée dans le plan des (vt). J'adopte, comme hypothèses, les deux caractères généraux ci-dessus, savoir :

1° A→B est adiabatique ;

2° Il existe, pour aller de A en B, un chemin réversible AMB, composé d'une adiabatique AM et d'une isotherme MB, la partie adiabatique pouvant s'évanouir, mais non pas la partie isotherme.

Je considère le cycle fermé A→BMA. Les portions A→B et MA

sont adiabatiques. La quantité de chaleur reçue par le système se réduit donc à la quantité de chaleur reçue suivant l'isotherme BM, à la température T_0. D'après le postulat de Carnot, cette quantité de chaleur est négative ; car, si elle était positive, elle serait transformée en travail et l'on aurait transformé de la chaleur en travail avec une seule source, de température T_0, résultat contraire au postulat. Je désigne par $-Q_0$ cette quantité de chaleur négative ; Q_0 sera la quantité de chaleur positive reçue par le système, lorsqu'il suit le chemin MB.

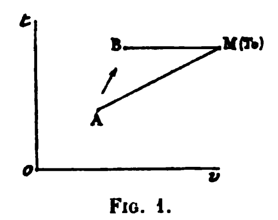


FIG. 1.

Dès lors on aura :

$$\int_{AMB} \frac{dQ}{T} = + \frac{Q_0}{T_0}. \tag{1}$$

D'autre part, le chemin irréversible A⟶B étant supposé adiabatique, on a :

$$\int_{A \longrightarrow B} \frac{dQ}{T} = 0. \tag{2}$$

Des équations (1) et (2) on déduit celle-ci :

$$\int_{A \longrightarrow B} \frac{dQ}{T} = \int_{AMB} \frac{dQ}{T} - \frac{Q_0}{T_0}. \tag{3}$$

Dans cette formule, AMB est un chemin réversible particulier qui conduit de A à B ; mais, qu'on suive un autre chemin réversible quelconque AM'B, on trouvera la même valeur pour l'intégrale de Clausius.

La formule (3) peut alors s'énoncer ainsi :

Quand on remplace un chemin réversible quelconque par le chemin irréversible A→B, l'intégrale de Clausius est diminuée de $\frac{Q_e}{T_e}$, Q_e étant positif et certainement différent de zéro.

Soit maintenant un cycle fermé contenant certaines branches adiabatiques qui satisfont toutes aux deux hypothèses fondamentales. Si l'on remplace les branches irréversibles par des branches réversibles, le cycle fermé devient réversible : alors l'intégrale de Clausius est nulle. Qu'on revienne maintenant au cycle irréversible en rétablissant les parties irréversibles, chacune de ces substitutions produit une diminution certaine de l'intégrale. Donc, pour le cycle irréversible, l'intégrale de Clausius est certainement négative.

4. Examen des hypothèses fondamentales. — Les hypothèses faites ont été nettement formulées; il y aurait lieu de les discuter à deux points de vue :

I. Quelles sont celles de ces hypothèses qui peuvent faire défaut dans certains cycles irréversibles ? — Classification des cycles à cet égard ;

II. Quelle est l'influence de ce défaut sur le théorème ?

Sur ce sujet, je ferai la seule observation que voici : Dans le cas où les extrémités A et B de la transformation irréversible, unique et adiabatique, d'un cycle fermé seraient sur une même adiabatique réversible, l'intégrale de Clausius pour le cycle fermé serait nulle. Mais pareil cas peut-il se présenter ?

L'importance des cycles irréversibles rend très désirable leur introduction dans l'enseignement. Si l'on hésite, c'est à cause des difficultés qui résultent de la trop grande généralité du sujet. Des complications viennent d'abord de ce que la température ne peut pas être supposée uniforme pendant une transformation irréversible. Mais à cette difficulté matérielle s'ajoutent des difficultés d'un ordre plus élevé : Envisageant des cas inconnus et non définis, la pensée est inquiète et incertaine. Puis la démonstration des traités prouve seulement que l'intégrale de Clausius ne peut pas être positive, et l'on comprend qu'il est bien impossible d'en démontrer davantage, quand on ne précise aucune hypothèse sur la nature et le degré de l'irréversibilité. Dès lors la démonstration, si elle n'est complétée par aucun exemple, peut laisser croire que, peut-être, l'intégrale de Clausius est toujours nulle, même dans les cycles irréversibles.

Par sa simplicité, la démonstration que j'ai exposée peut, je crois, rendre deux services : d'une part, éclaircir et compléter la démonstration générale ; d'autre part, trouver place dans les cours élémentaires où l'on n'oserait pas aborder la démonstration générale.

REMARQUE SUR LES RÉSEAUX DE CONDUCTEURS. UNE PROPRIÉTÉ DU PONT DE WHEATSTONE ;

Par M. M. DUFOUR.

Soit un réseau de conducteurs, sur lesquels des forces électromotrices sont distribuées d'une manière quelconque. On modifie ces résistances et ces forces électromotrices.

1° L'application de la première loi de Kirchhoff avant et après la modification, à un nœud quelconque du réseau, donne :

$$\Sigma i = 0, \qquad \text{et} \qquad \Sigma(i + \delta i) = 0.$$

D'où :

$$(1) \qquad \Sigma\delta i = 0.$$

2° L'application de la seconde loi de Kirchhoff avant et après la modification, à tout circuit partiel fermé ne contenant que des conducteurs dont les résistances n'ont pas été modifiées, et où ne sont intercalées que des forces électromotrices restées constantes, donne :

$$\Sigma ri - \Sigma e = 0, \qquad \Sigma r(i + \delta i) - \Sigma e = 0.$$

D'où :

$$(2) \qquad \Sigma r\delta i = 0.$$

Les équations (1) et (2) ont la forme de celles que fournit l'application immédiate des lois de Kirchhoff à des conducteurs sur lesquels il n'y a pas de forces électromotrices. Les résultats trouvés sur les *intensités* dans des conducteurs sur lesquels il n'y a pas de forces électromotrices peuvent donc être étendus aux *variations d'intensité* dans des conducteurs dont les résistances restent constantes, et sur lesquels ne se trouvent que des forces électromotrices constantes.

Appliquée au pont de Wheatstone, cette remarque permet de passer sans calcul du cas simple où il n'y a de force électromotrice que

sur la diagonale AC du pont, au cas où des forces électromotrices sont distribuées d'une manière quelconque sur les différents conducteurs du pont. Dans le cas simple, on sait que, si les résistances des quatre branches satisfont à la relation $ac = bd$, l'intensité du courant dans la diagonale BD est nulle. Grâce à la remarque faite plus haut, on voit que si, dans le cas général, la même relation $ac = bd$ étant satisfaite, on fait varier d'une manière quelconque la résistance de la diagonale AC, ou même les forces électromotrices qu'on peut y intercaler, sans modifier les quatre branches ni la diagonale BD, la variation de l'intensité dans cette diagonale BD est nulle; c'est le principe de la méthode de Mance [1].

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVI, n° 13; 1898.

F. KOHLRAUSCH. — Die Beweglichkeiten electrischer Jonen in verdünnten wässerigen Lösungen bis zu $\frac{1}{10}$ normaler Concentration bei 18° (Mobilités des ions en solutions aqueuses étendues jusqu'à la concentration $\frac{1}{10}$ normale à 18°). — P. 785-825.

Jusqu'à présent on ne connaît pas de règles générales permettant de calculer les conductibilités des solutions; il faut se contenter de tableaux empiriques.

Mais on peut essayer de réduire le nombre de ces tableaux en se bornant à dresser ceux des valeurs des *mobilités* des ions. On sait que les mobilités des deux ions, d'une solution, sont données en fonction de la conductibilité Λ et du nombre de transport, n, par les relations:

$$l_{\text{anion}} = \Lambda n;$$
$$l_{\text{cathion}} = \Lambda(1 - n).$$

Leur sommation fournit la conductibilité de la solution. Il faut tenir compte toutefois des variations de ces mobilités des différents ions, suivant les groupements où ils figurent et la concentration des solutions.

---

[1] Depuis la rédaction de cette Note, nous avons su que, dans son Cours public de physique industrielle à Bordeaux, M. Gossart donne du principe de la méthode de Mance une démonstration analogue. M. D.

M. Kohlrausch s'est efforcé d'établir des lois générales relatives à ce calcul. Voici les principaux résultats de cette recherche très utile :

1° Depuis une dilution infinie jusqu'à la concentration $\frac{1}{20}$ ou même $\frac{1}{10}$ normale (la concentration étant toujours le nombre d'équivalent-grammes par litre), les conductibilités des composés de deux ions monovalents ou des composés d'un ion monovalent avec un ion bivalent, s'obtiennent d'une façon approchée au moyen d'une série unique de nombres représentant les mobilités des ions, et ne dépendant, pour chaque ion, que de la concentration. Ces nombres sont rassemblés dans les tableaux 3 et 6, p. 795 et 805 du mémoire.

Pour les composés formés de deux ions bivalents, on a une autre série analogue (tableau 7, p. 809).

2° Pour les sels formés de deux ions monovalents, toutes les mobilités éprouvent une diminution sensiblement égale quand la concentration augmente, ainsi que le montre le tableau 3 (p. 795). En appelant l la mobilité d'un de ces ions pour une concentration η, et l_∞ la valeur limite de cette mobilité pour une dilution infinie, on a sensiblement :

$$l = l_\infty - Q \cdot \eta^{\frac{1}{3}},$$

Q étant un nombre sensiblement constant pour tous les ions, qui est 213, en exprimant les conductibilités en cm^{-1} ohm^{-1}, et les concentrations en $\frac{\text{équiv. gr.}}{\text{litre}}$.

3° Les ions beaucoup plus mobiles OH et H des bases et acides présentent une chute de mobilité deux ou trois fois plus forte.

4° Les mobilités des ions bivalents, dans leurs composés avec les ions monovalents, décroissent deux à trois fois plus vite, quand la concentration croît, que celle des ions monovalents ; mais les chutes présentent entre elles de plus grands écarts que précédemment.

5° Les ions bivalents, dans leur union réciproque, présentent une décroissance de mobilité beaucoup plus forte encore que dans leur union avec les ions monovalents.

Un grand nombre de mobilités calculées par l'auteur ne sont d'ailleurs connues qu'avec une approximation assez faible, et il faut de nouvelles déterminations pour poursuivre cette étude d'ensemble.

H. Bagard.

C. DIETERICI. — Kinetische Theorie der Flüssigkeiten (Théorie cinétique des liquides). — P. 826-858.

L'auteur discute les différentes méthodes par lesquelles on peut étendre aux liquides les formules fondamentales de la théorie cinétique des gaz et particulièrement l'une des théories de Van der Waals. On obtient par là une interprétation cinétique de la pression osmotique. Toutefois ce calcul ne peut se faire avec une sûreté suffisante que dans les cas où l'on a des renseignements sur la grandeur de la molécule du dissolvant, aussi bien que sur celle du corps dissous. Quoi qu'il en soit, l'auteur pense que, dans l'état actuel de nos connaissances, l'étude des liquides faite en suivant les méthodes de la théorie cinétique des gaz conduit à des résultats très féconds.

L. MARCHIS.

MAX WIEN. — Ueber die Magnetisirung durch Wechselstrom (Aimantation par un courant alternatif). — P. 859-953.

La méthode de M. Wien se distingue de celles employées dans les nombreuses recherches antérieures relatives au même sujet; il détermine la résistance et la self-induction de la bobine contenant le noyau à étudier pour un courant alternatif d'une certaine fréquence : de la comparaison de ces quantités avec la résistance ordinaire et avec la self-induction calculée au moyen des constantes de la bobine il déduit la valeur maximum de l'induction et l'énergie dissipée. Une grande complexité provient de ce qu'à un courant magnétisant, même supposé exactement sinusoïdal, correspond une valeur de l'induction non sinusoïdale, développable en une série de Fourier dont les termes d'ordre supérieur ne sont nullement négligeables, et présentant une certaine différence de phase avec le courant. M. Wien cherche par le calcul et de nombreuses expériences préliminaires à se rendre compte de l'influence des courants de Foucault et des termes d'ordre supérieur, et à obtenir les quantités correspondant seulement à la période principale.

Les noyaux employés étaient constitués par des anneaux de fils fins recuits et isolés par de la paraffine (diamètre, de $0^{cm},0303$ à $0^{cm},0055$) ; leur courbe d'aimantation pouvait être déterminée par la méthode balistique ; leur self-induction était mesurée par la méthode de comparaison de Maxwell.

Les principaux résultats sont les suivants : la perméabilité magnétique et l'induction pour les fréquences employées (128, 256, 520) sont constamment plus faibles que pour un champ constant ; les différences sont grandes, surtout au voisinage du maximum de μ, et diminuent à mesure qu'on approche de la saturation; pour des champs très faibles, les différences sont inappréciables; enfin elles augmentent avec la fréquence.

L'énergie dissipée par hystérésis dans une période est constamment plus faible que celle qui correspond aux mêmes limites de l'induction atteintes lentement ; la différence augmente avec N ; elle augmente lorsqu'on approche de la saturation ; pour le fer doux, elle atteint 70 0/0 ; elle est plus faible pour le fer dur.

L'énergie dissipée par période à champ égal est, pour des valeurs assez faibles du champ, plus faible pour un cycle rapide que pour un cycle lent; pour des valeurs plus grandes du champ, la différence est de sens inverse.

Il est intéressant de passer rapidement en revue, à propos du travail de M. Wien, les résultats obtenus sur la même question par différents expérimentateurs [1] :

Warburg et *Hönig* comparent l'aire d'une courbe d'aimantation statique et la quantité de chaleur dissipée par période dans l'aimantation par un courant alternatif; ils trouvent que la deuxième quantité d'énergie est les $\frac{2}{3}$ de la première, pour une fréquence $N = 4,2$; *Tanakadaté* trouve pour le même rapport, par une méthode analogue, une valeur à peu près constante et égale à $\frac{8}{10}$, N variant de 28 à 400 ; enfin *Weihe*, également par une méthode calorimétrique, trouve aussi un rapport voisin de $\frac{8}{10}$, pour $N = 55,8$.

D'ailleurs, en construisant par points un cycle d'aimantation rapide, *J.* et *B. Hopkinson*, puis *J. Hopkinson*, *Wilson* et *Lydall*, constatent une déformation appréciable par rapport au cycle statique pour $N = 5,72$ et 125, l'aire restant sensiblement la même dans les deux cas, et l'induction maximum atteignant pour $N = 125$ la même valeur que celle atteinte après une variation lente du champ jusqu'à la même limite ; l'aire semble cependant un peu plus

(1) Voir pour l'historique : Ch. Maurain, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7e série, t. XIV, p. 254 ; 1898.

grande pour le cycle rapide que pour le cycle statique dans le cas de fils d'acier, et pour N = 125. *Breslauer*, comparant les deux courbes construites par points, l'une lentement, l'autre pour N = 25 environ, trouve des déformations analogues, les aires restant à peu près les mêmes. Dans un travail récent, j'ai comparé les courbes donnant l'induction en fonction du champ pour différentes fréquences (de 18 à 60) et pour des noyaux de fils de plus en plus fins ; on voit ainsi disparaître graduellement l'influence des courants de Foucault, et, pour les noyaux des fils les plus fins, où cette influence devient très faible, l'induction maximum atteinte est à très peu près la même pour ces différentes fréquences, ainsi que l'aire de la courbe fermée représentant l'énergie dissipée ; le maximum de l'induction est constamment en retard sur celui du courant.

En résumé, les expériences faites par une méthode calorimétrique indiquent une dissipation d'énergie plus faible pour un cycle rapide que pour un cycle lent ; les expériences faites par la méthode d'Hopkinson, plus correctes et permettant une comparaison plus précise des courbes, conduisent à l'existence d'une déformation qui n'influe pas sensiblement sur l'énergie dissipée, pour des fréquences inférieures à 60.

Les résultats de M. Wien, obtenus par une méthode toute différente, sont en désaccord avec ceux des expériences calorimétriques de Tanakadaté, qui opérait avec des fréquences du même ordre ; ils peuvent se concilier avec ceux de Hopkinson, Breslauer et les miens, les différences obtenues correspondant à des fréquences plus grandes et augmentant avec la fréquence ; d'ailleurs les procédés de calcul utilisés semblent quelque peu incertains.

M. Wien remarque que les valeurs qu'il a obtenues pour le retard de l'induction maximum sur le champ maximum sont du même ordre que celles que j'ai observées moi-même.

Ch. Maurain.

E. RIECKE. — Reactionsdruck der Kathodenstrahlen (Pression de réaction des rayons cathodiques). — P. 954-979.

La cathode d'un radiomètre de Crookes est unie au sol, et on lance à travers le radiomètre le courant d'une machine de Tœpler à quarante plateaux, le radiomètre se met à tourner avec une vitesse croissante d'abord, puis stationnaire ; la pression qui s'exerce sur un centi-

mètre carré de surface de chaque ailette et fait tourner l'ailette, est la pression de réaction.

On admet que le radiomètre éprouve un frottement proportionnel à la vitesse angulaire de rotation. On peut mettre le problème en équation et calculer l'angle dont a tourné le radiomètre à un instant quelconque depuis l'établissement du courant de décharge; on peut également établir l'équation du mouvement depuis l'instant où, la vitesse angulaire étant devenue constante, on supprime le courant de décharge jusqu'au repos.

La détermination expérimentale des quantités qui interviennent dans les équations permettent de tirer la valeur de la pression de réaction p.

Sous un courant de 3.10^{-6} ampère, la pression $p = 0,0375$.

Elle est proportionnelle au courant.

On fait cette hypothèse, que cette pression est égale à la force répulsive exercée par les projectiles chargés d'électricité négative lancés par la cathode sur la cathode, et on suppose, en outre, que le potentiel à portée de la cathode varie suivant la loi $V = V_0 (1 - e^{-kz})$ le long de la normale z; on trouve ainsi que la pression est égale à la force vive (Σnv^2), qui se trouve renfermée dans l'unité du volume à la limite de la chute cathodique.

En admettant que cette force vive se transforme extérieurement en chaleur et adoptant le nombre trouvé par MM. E. Wiedemann et Ebert, on trouve pour la pression un nombre du même ordre que celui trouvé par l'étude précédente.

On peut également déterminer dans cette hypothèse la charge électrique émise par la cathode, on trouve ainsi un nombre trente fois plus grand que celui qui est mesuré directement; pour expliquer cet écart considérable entre la théorie et l'expérience, on admet que la cathode émet aussi des charges positives.

W. HESS. — Untersuchungen an Inductorien (Recherches sur les bobines d'induction). — P. 980-998.

On étudie expérimentalement l'oscillation du secondaire de la bobine en produisant le phénomène de Kerr dans du sulfure de carbone placé entre les plateaux d'un condensateur.

La lumière parallèle d'une lampe à arc traverse un polariseur, puis

le sulfure de carbone, une fente, un nicol, et est concentrée par une lentille sur un écran, ou sur une plaque photographique mobile.

Le polariseur et l'analyseur sont à l'extinction quand la bobine ne fonctionne pas; si on la met en activité, la lumière apparaît sur l'écran par suite de la double réfraction produite par la charge du condensateur par le secondaire.

La plaque photographique est portée par un pendule mobile qu'ouvre en même temps le circuit primaire de la bobine.

Pour juger de l'amplitude des oscillations, on place entre la fente et le liquide une plaque de verre que l'on comprime de façon à former sur l'écran ou la plaque photographique des franges dues à la double réfraction du verre; quand la bobine est en activité, la double réfraction du sulfure de carbone déplace ces franges et, en admettant que la double réfraction est proportionnelle au carré du champ électrique, on peut déduire l'amplitude des oscillations du potentiel aux pôles de la bobine.

L'expérience montre que la période d'oscillation du secondaire est bien donnée par la formule de Thomson : $T = \pi\sqrt{CL}$, où C et L représentent la capacité du condensateur et la self-induction du secondaire, la capacité du secondaire lui-même étant négligeable par rapport à celle que l'on ajoute à ses extrémités.

L'amortissement observé est, au contraire, beaucoup plus grand que celui qui est calculé d'après la théorie de Thomson : ainsi on trouve 0,90 par l'observation du décrément logarithmique, on trouve 0,07 par le calcul.

L'auteur constate que des écarts entre la théorie et l'expérience ont été observés pour le décrément logarithmique par Tallqvist et Seiler; mais les écarts ne dépassaient pas $\frac{1}{2}$ en valeur relative (1).

J. v. GEITLER. — Ueber complicirte Erreger Hertzscher Schwingungen (Sur les vibrations des excitateurs de Hertz complexes). — P. 999-1008.

Ce mémoire forme la suite d'un travail antérieur (2).

Dans le cas où l'excitateur est formé de deux plaques réunies par

(1) Il est probable que cet écart énorme dépend de la méthode d'observation; il s'expliquerait si le phénomène de Kerr éprouvait un certain retard dû à une viscosité particulière; l'amplitude observée dans une décharge ne correspondrait pas à l'amplitude qu'on observerait à l'état statique. R. S.

(2) *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 412; 1896; — et t. LVII, p. 424; 1896.

un conducteur interrompu et de deux plaques placées en face des premières réunies par un autre conducteur symétrique du premier, mais continu, on montre, expérimentalement, que deux fils de Lecher, partant de points voisins de l'excitateur, décèlent deux vibrations de période différente ayant entre elles un rapport calculable par la théorie précédemment exposée [1].

Le rapport calculé ne concorde pas très bien avec le rapport observé. L'existence de ces deux vibrations semble confirmer cette proposition que l'excitateur de Hertz émet des longueurs d'onde différentes, proposition que nous avons soutenue en un autre endroit [2].

H. STARKE. — Ueber die Wirkung der Röntgen Strahlen auf die Funkenentladung (Sur l'action des rayons de Röntgen sur la décharge par étincelle). — P. 1009-1013.

L'auteur examine pour les rayons X, avec le même appareil et la même méthode, la question que M. Warburg a traitée pour la lumière ultra-violette [3] : les rayons X ont-ils pour effetde diminuer le retard de décharge?

Les rayons X joueraient un rôle identique à celui des radiations ultra-violettes.

L'excitateur est placé dans un vase clos renfermant de l'air sec; en le maintenant chargé pendant une minute, il se décharge dans l'obscurité au potentiel de 3.800 volts; sous l'influence des rayons X, il se décharge à 3.300 volts ; on le décharge ensuite pendant un temps très court de l'ordre du $\frac{1}{300}$ seconde; dans l'obscurité, l'excitateur ne se décharge pas au potentiel de 12.000 volts ; pour les rayons X, il se décharge au potentiel de 3.000 volts.

L'auteur interprète ces expériences en disant qu'il y a retard de décharge dans l'obscurité, que ce retard est supérieur dans l'influence des rayons X.

Des recherches personnelles inédites m'ont montré que le retard de décharge n'existe pas à l'air libre ou qu'il est très faible; à l'air

(1) Swyngedauw, *Comptes Rendus*, mars 1897 ; — et *Archives de Genève*, mai 1897.
(2) *Eclairage électrique*, mai 1897 et février 1898.
(3) *Verh. der phys. Ges. zu Berlin*, t. XVII, n° 8 ; 1898 ; — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 1 1896 ; — et *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 385 ; 1897.

confiné dans un vase clos, les expériences sont d'une irrégularité extrême, et le retard de décharge peut être considérable; aussi toutes mes expériences ont été faites à l'air libre. Le vase clos se charge plus ou moins d'électricité suivant la durée de charge, et le champ électrique de l'excitateur n'est pas comparable dans la charge lente ou la charge rapide. D'ailleurs, les pôles étant renfermés dans un vase clos, on ne peut pas les polir à volonté, et il en résulte un retard notable (1).

La diminution du potentiel explosif dans le cas de la charge courte sous l'influence des rayons X s'explique par ce fait que la charge est communiquée à l'excitateur par une étincelle, la décharge est dynamique et on rentre dans la loi générale que nous avons énoncée. Sous l'influence des rayons X, les potentiels explosifs dynamiques sont abaissés dans une proportion beaucoup plus grande que les potentiels explosifs statiques.

J. PRECHT. — Notiz über Faraday's Verzweigungsversuch (Note sur l'expérience de dérivation de Faraday). — P. 1014-1018.

Deux excitateurs dissymétriques sont placés en dérivation entre les pôles d'une machine électrostatique ou d'une bobine d'induction; pour l'un, le pôle positif est une pointe, et le pôle négatif une plaque; pour l'autre c'est l'inverse; on constate que le potentiel explosif de l'un est tantôt plus fort, tantôt plus faible que l'autre; la différence ne dépend pas uniquement du signe de l'électrisation de la pointe, mais de la source d'électricité, de la grandeur et de la vitesse des variations du potentiel aux pôles.

Remarquons qu'une grande partie des résultats sont expliqués par la dissymétrie de l'excitateur, comme nous l'avons montré dans un autre endroit (2).

J. PRECHT. — Eine neue Methode zur Demonstration der Hertz'schen Versuche (Une nouvelle methode de démonstration des expériences de Hertz). — P. 1019-1023.

Un excitateur formé d'une pointe et d'une surface sphérique a ses deux pôles unis respectivement aux pôles d'une machine de Voss sans condensateurs tournant à vitesse constante.

---

(1) *Eclairage électrique*, mai 1897.

(2) *Eclairage électrique*, février 1898.

La distance explosive est réglée de façon que la décharge se fasse par effluve et que, pour une distance peu inférieure, elle se fasse par étincelle.

On reconnaît que la sensibilité de la transformation de l'effluve en étincelle est suffisante, si elle se transforme en étincelle sous l'influence du moindre souffle; le potentiel marqué par un voltmètre électrostatique étant de 10.000 volts environ quand il y a effluve, il est de 5.000 volts seulement quand il y a étincelle.

Si on place au voisinage de la cathode deux fils de zinc CD réunis aux plaques du miroir secondaire de Hertz, la décharge par effluve se convertit en étincelle, si la distance de la cathode aux extrémités de C et D est suffisamment petite pour qu'une étincelle puisse éclater entre la cathode et l'une d'entre elles. On peut d'ailleurs simplifier notablement l'expérience en réunissant les plaques du miroir secondaire à l'anode et à la cathode de l'excitateur.

L'auteur cherche ensuite l'explication du phénomène de la transformation de la décharge par effluve en étincelle :

1° On ne pourrait l'attribuer à l'action de la lumière ultra-violette, car on peut supprimer l'étincelle secondaire en mettant les plaques directement en contact avec l'excitateur sans cesser d'observer la transformation (1);

2° Il rejette l'explication de M. Warburg, d'après laquelle le retard de décharge serait diminué par la lumière ultra-violette, car l'éclairement de l'excitateur par la lumière ultra-violette ne produit pas la transformation sans le secours des étincelles secondaires de Hertz.

On ne peut pas rapporter davantage le phénomène à une diminution du retard de décharge par les oscillations électriques, conformément à l'explication de M. Jaumann. M. Precht l'attribue à une action particulière des ondulations électriques sur la décharge analogue à l'action du magnétisme qu'il vient d'étudier.

Il constate en outre, conformément à une idée personnelle (2), que, contrairement à une hypothèse de M. Jaumann, une machine électrostatique ne produit pas d'oscillations très rapides de potentiel à ses pôles.

---

(1) L'auteur oublie qu'il ne peut supprimer l'effluve elle-même et que celle-ci abaisse les potentiels explosifs d'une quantité beaucoup plus grande pour les potentiels dynamiques que les potentiels statiques. — Voir ma thèse, Paris, mai 1897, ou *Éclairage électrique*, mai-juin 1897.

(2) *Éclairage électrique*, février 1898.

O. BEHRENDSEN. — Ueber Benutzung des Coherers zu Versuchen mit electricher Wellen (Sur l'utilisation du cohérer pour les recherches avec les ondulations électriques). — P. 1024.

Les cohérer à poudre métallique ne peuvent être employés pour cette étude, parce qu'ils sont sensibles à d'autres ondulations que celles qui sont en résonance avec le résonateur du cohérer.

L'auteur remplace la poudre métallique par de la poudre de charbon, en mettant le cohérer sur le circuit d'une pile constante et d'un galvanomètre ; le courant devient plus fort sous l'influence des radiations de même période que le résonateur; on a pu reproduire ainsi la diffraction par une fente et calculer la longueur d'onde.

M. TOEPLER. — Ueber gleitende Entladung längs reinen Glasoberflachen (Sur la décharge glissante le long de surfaces de verre). — P. 1061-1080.

Sur l'une des faces d'une plaque de verre on colle une lame d'étain de la largeur d'un centimètre environ; cette lame communique avec un pôle métallique p_2, placé sur l'autre face, restée nette, de la plaque. Un pôle p_1, formé d'une pointe fine, peut glisser sur ce dernier côté en face de la lame d'étain dont elle est isolée par le verre.

Si on charge les pôles p_1 et p_2 à une différence de potentiel suffisante, une décharge glissante éclate le long du verre entre les pôles p_1 et p_2.

Cette décharge a une allure et des propriétés différentes, suivant que les pôles p_1 et p_2 sont chargés par une décharge continue ou une décharge oscillante.

Les armatures internes de deux bouteilles de Leyde sont réunies aux pôles d'une machine de Toepler à 60 plateaux séparés, par une distance explosive, F.

Les armatures externes sont réunies par une résistance de plusieurs millions d'ohms si on veut produire la décharge continue, par une bobine à self-induction et faible résistance, si on veut obtenir une décharge oscillatoire; les extrémités de la résistance ou de la bobine sont réunies aux pôles p_1 et p_2.

Si la décharge principale est continue, la distance explosive f de la décharge glissante entre p_1 et p_2 est liée à la distance explosive

principale F par la relation empirique :

$$1,2F = \log(f + 1).$$

Si la décharge est oscillatoire, la relation est très différente ; l'accroissement de f pour les grandes distances explosives principales est sensiblement proportionnel à l'allongement de F.

La décharge glissante est plus brillante et plus sonore dans le dernier cas que dans le second.

Si pour une distance F constante on fait croître la distance explosive f, il se forme alors sur le verre en face de la lame d'étain un phénomène lumineux appelé rose.

Cette rose est la forme d'une branche blanc jaunâtre avec peu de ramifications dans la décharge continue ; elle est rouge violacée et présente de nombreuses ramifications, si la décharge est oscillatoire.

R. Swyngedauw.

Ascan LUTTEROTH. — Ueber die Abhängigkeit der Magnetisirbarkeit der Krystalle in verschiedenen Richtungen von der Temperatur (Influence de la température sur les propriétés magnétiques des cristaux dans différentes directions). — P. 1081-1146.

L'auteur a étudié deux groupes de cristaux isomorphes ayant trois axes de symétrie : les sulfates doubles de nickel et potassium, cobalt et potassium, zinc et potassium, zinc et ammonium, de formule $SO^4Ni,SO^4K^2,6H^2O$, et les sulfates de nickel et de zinc $SO^4Zn,7H^2O$.

Chaque cristal est taillé en forme de disque plat, dont le plan comprend deux des axes, et suspendu par un fil de quartz entre les pôles d'un électro-aimant, suivant deux directions rectangulaires. Le système est placé dans un vase où on a fait le vide, et qu'un bain d'eau permet de maintenir à une température constante, qui a varié de 0 à 50° environ.

Le moment de rotation magnétique autour d'un axe de symétrie est une fonction linéaire de la température ; les coefficients de variation correspondant à un même axe sont de même signe pour les cristaux isomorphes d'un même groupe, leurs rapports deux à deux étant fixes.

Faraday avait indiqué qu'une élévation de température diminue la

différence qui existe entre les propriétés magnétiques dans deux directions principales : les résultats des recherches de M. Lutteroth ne paraissent pas se concilier avec cette remarque.

L'auteur montre ensuite comment la théorie moléculaire du magnétisme peut être appliquée aux cristaux ; elle conduit à des résultats déjà obtenus par lord Kelvin ; elle permet de relier les dilatations axiales aux variations des propriétés magnétiques suivant les axes avec la température.

Ch. MAURAIN.

WALTER LEICK. — Ueber die Leitung der Electricität durch dünne Schichten dielectrischer Substanzen (Sur la conduction de l'électricité à travers des couches de substances diélectriques). — P. 1107-1127.

On place de minces couches de paraffine, de gutta-percha, de soufre entre deux plateaux, et on cherche à mesurer leur résistance par la méthode du pont de Wheatstone ou en intercalant la couche isolante dans un circuit dont on fait varier la force électromotrice et on mesure le courant fourni par le galvanomètre.

La loi de Joule n'est pas applicable, car la résistance dépend de l'intensité du courant ; elle diminue quand le courant augmente ; elle n'est pas proportionnelle à l'épaisseur ; suivant que l'on fait les mesures avec des courants croissants ou décroissants, on trouve pour un courant donné des résistances plus grandes ou plus faibles, comme s'il y avait un phénomène d'hystérésis. La gutta-percha et la paraffine ne montrent pas de polarisation ; le soufre présente, au contraire, une polarisation notable.

R. SWYNGEDAUW.

E. DEUSSEN. — Ueber die Absorption der Uranylsazle (Sur l'absorption des sels d'urane). — P. 1128-1148.

On compare les raies d'absorption des sels uraniques dissous. Ces raies varient de position et d'intensité autour d'une position moyenne avec le sel et le dissolvant. Les raies des sels bien solubles sont voisines, celles des sels peu solubles sont aussi voisines l'une de l'autre ; il y a cependant des exceptions. On ne peut formuler aucune loi générale.

R. SWYNGEDAUW.

G.-V. WENDELL. — Ueber die Rotationsdispersion der Weinsaüre und des Terpentinöls (Sur la dispersion rotatoire de l'acide tartrique et de l'essence de térébenthine). — P. 1149.

Pour les *solutions aqueuses d'acide tartrique*, l'auteur retrouve les résultats d'Arndsten : Le maximum de la courbe de dispersion rotatoire anomale se déplace vers le rouge lorsque la concentration croît, la diminution du pouvoir rotatoire spécifique dans ces conditions étant plus marquée pour les rayons les plus réfrangibles. En outre, les mesures faites à diverses températures montrent que l'élévation de la température agit dans le même sens que la dilution.

L'auteur admet, pour expliquer ces résultats, l'existence d'un édifice moléculaire lévogyre que l'action de l'eau détruirait en donnant des molécules dextrogyres (1). Il n'a pas repris les travaux de Biot sur l'acide anhydre fondu.

Quant à l'*essence de térébenthine*, M. Wendell a fait des mesures sur une essence lévogyre, une essence dextrogyre et sur un mélange des deux. La loi des mélanges de Biot s'applique. Les différences entre les valeurs calculées et observées sont de l'ordre des différences entre les mesures isolées. L'auteur croit cependant que ces écarts ont quelque chose de systématique.

A. Cotton.

BELA v. LENGYEL. — Ueber die Wirkung einiger Gase und Metalle auf die photographische Platte (Sur l'action de quelques gaz et de quelques métaux sur la plaque photographique). — P. 1162.

Les gaz réducteurs, notamment l'oxyde de carbone et d'hydrogène, modifient la couche de gélatino-bromure d'une plaque sensible ; car un révélateur fait noircir la plaque dans les parties qui ont été en contact avec le gaz. Cette action s'exerce même quand la plaque est entourée de papier noir, mais non pas derrière une lame de verre très mince posée sur la couche sensible. Les gaz non réducteurs (oxygène, gaz carbonique, azote), bien purs et *bien secs*, n'ont pas d'action.

L'action *à distance*, de certains métaux, notamment du zinc (Pellat), du magnésium, du cadmium, de l'aluminium, est due à ce que le métal, en présence du gaz carbonique et de la vapeur d'eau de l'atmos-

(1) Cf. Aignan, Thèse de Doctorat ; — et *J. de Phys.*, 3e série, p. 110 ; 1894.

phère, dégage de l'hydrogène. Cette action disparaît complètement quand on prend soin de dessécher soigneusement la plaque et l'air qui l'entoure. Il n'y a donc pas besoin de supposer une volatilisation du métal à la température ordinaire, ni une émission de rayons analogues à ceux des composés d'uranium ou de thorium.

A. COTTON.

E. DORN. — Ueber die Sichtbarkeit der Röntgen strahlen für vollständig Farbenblinde (Sur la visibilité des rayons de Röntgen, dans un cas de cécité complète des couleurs). — P. 1171.

L'auteur, qui s'est déjà occupé de la visibilité des rayons de Röntgen, a pu observer une personne complètement aveugle pour les couleurs. En approchant d'un des yeux (l'autre étant protégé par un écran opaque), un tube focus convenablement enveloppé) et en mettant le tube en activité, la sensation produite était celle d'une tache lumineuse brillante, plus intense sur les bords, ayant la forme d'un anneau elliptique.

Si on déplace devant l'œil un écran de plomb percé d'un petit trou, la sensation produite est celle d'une petite tache lumineuse; plus intense lorsque les rayons frappent les parties périphériques de la rétine (où il n'y a que des bâtonnets). Cette tache disparaît lorsque les rayons frappent la tache aveugle (*punctum cæcum*), mais ne paraît pas disparaître en aucun autre endroit. Dans la tache jaune (*macula lutea*) il n'y a que des cônes; ces éléments rétiniens seraient, eux aussi, d'après l'auteur, affectés par les rayons de Röntgen.

A. COTTON.

LEO ARONS. — Ein neuer electro-magnetischer Saitenunterbrecher (Un nouvel interrupteur à corde électromagnétique). — P. 1177-1179.

Cet interrupteur se compose essentiellement d'une corde métallique tendue pouvant vibrer dans une direction normale aux lignes de force d'un champ magnétique. La corde possède un petit fil de platine qui lui est normal et plonge dans un godet de mercure; l'auteur emploie, pour produire le champ magnétique, soit un aimant permanent, soit un électro-aimant.

Le principal avantage de cet appareil est de pouvoir obtenir un grand nombre d'interruptions (800 à 900) par seconde.

L. MARCHIS.

E. WIEDEMANN. — Zur Thermodynamik der Luminescenz (Sur la thermodynamique de la luminescence). — P. 1180-1181.

M. Wiedemann continue à considérer un corps luminescent comme intermédiaire entre un corps chaud et un corps froid.

P. JENKO. — Ueber die Helligheit einiger Lichtquellen (Sur la clarté de quelques sources de lumière). — P. 1182-1185.

Études photométriques, au moyen du photomètre de Rumford, de diverses surfaces, telles que surface d'un carton bristol, de la neige fraîchement tombée, de l'oxyde de zinc, du blanc de plomb.

L. GRAETZ et L. FOMM. — Ueber die electrische Dispersion (Sur la dispersion électrique). — P. 1196-1198.

Réclamation sur l'oubli dans lequel les auteurs laissent leurs travaux sur cette question.

EDUARD RIECKE. — Nachtrag zu der Abhandlung Zur Theorie der Galvanismus und der Warme (Addition au travail : Sur la théorie du galvanisme et de la chaleur). — P. 1199.

Modifications à quelques formules du mémoire publié récemment, modifications rendues nécessaires par des travaux récents, notamment par la publication d'un travail de M. E. van Everdingen, intitulé : *The galvanometric and thermomagnetic phenomene in Bismuth.*

L. MARCHIS.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5ᵉ série, t. LXVI ; octobre 1898.

W.-E. AYRTON et T. MATHER. — Galvanometers ; *Third Paper* (Galvanomètres ; *Troisième note*). — P. 349.

MM. Ayrton et Mather complètent et mettent au courant des perfectionnements de l'outillage actuel leurs publications antérieures sur l'étude comparative des divers types de galvanomètres. Ils ont

réuni dans de vastes tableaux numériques les données relatives à la période du système oscillant, — au décrément logarithmique, — à la résistance des bobines, — à la sensibilité dans diverses conditions (par exemple, déviation fournie par un microampère sur une échelle divisée en millimètres et placée à 1 mètre), — à la sensibilité de l'instrument employé comme balistique (impulsion produite par un microcoulomb), — au volume approximatif du fil enroulé, — au moment d'inertie du système, etc... Des tableaux complémentaires donnent des renseignements concernant spécialement les oscillateurs et les galvanomètres d'Arsonval employés comme voltmètres.

La note se termine par des études théoriques sur la sensibilité limite des galvanomètres Thomson, et sur les avantages respectifs que présentent, par des méthodes de zéro, des galvanomètres à courte et à longue période.

R.-W. WOOD. — The anomalous dispersion of Cyanin (Dispersion anomale de la cyanine). — P. 380.

M. Wood a fabriqué des prismes de baume de Canada coloré par des couleurs d'aniline; le baume bouilli assez longtemps, puis coloré à chaud, se solidifiait par refroidissement entre deux lames de verre. On obtenait avec ces prismes de baume coloré une dispersion plus grande qu'avec les solutions alcooliques. L'angle de ces prismes était de 2 ou 3°; on pouvait éliminer l'effet du baume en accolant au prisme de baume coloré un prisme de baume incolore, de même angle et orienté en sens inverse. Avec ces prismes on peut mettre en évidence les phénomènes de dichroïsme plus facilement qu'avec des lames superposées.

M. Wood a cherché aussi à obtenir des prismes en fondant entre deux lames de verre la matière colorante ; ceci n'a réussi qu'avec la cyanine, les autres couleurs se décomposant à leur point de fusion ou avant d'y arriver. Les prismes donnant les meilleurs résultats sont ceux dont l'angle a de 10′ à 15′; les prismes que Pflüger obtenait par l'évaporation d'une solution alcoolique colorée n'avaient que 2′ d'angle, et leurs surfaces n'étaient pas aussi bonnes.

A l'aide d'un écran percé d'une fente, on isolait successivement, dans les différentes régions du spectre, un pinceau de lumière sensiblement monochromatique; on le recevait sur le prisme de cyanine

et on notait la déviation produite. La longueur d'onde correspondante était déterminée en remplaçant le prisme par un réseau.

Voici quelques-uns des résultats de M. Wood :

Long. d'onde	Indice	Long. d'onde	Indice
$765^{\mu\mu}$	1,93	508 (?)	1,12
700	2,06	504 (?)	1,17
668	2,19	497	1,25
660	2,25	484	1,35
648	2,35 (?)	455	1,47
		395	1,55

L'intervalle de $650\mu\mu$ à $510\mu\mu$ n'a pas été étudié, l'auteur n'ayant pu par sa méthode obtenir de prismes assez minces pour être traversés par ces radiations. Dans le voisinage de la bande d'absorption, les mesures sont un peu incertaines, parce que le prisme ne laisse passer les rayons que dans le voisinage immédiat de son arête, et qu'il se produit alors des phénomènes de diffraction. Les valeurs trouvées pour l'indice dans la région bleue sont un peu moins grandes que celles données par Pfluger ; vers le rouge, l'accord est complet. Il est d'ailleurs probable que les propriétés optiques de la cyanine solidifiée après fusion ne sont pas tout à fait les mêmes que celles de la substance obtenue par l'évaporation de sa solution alcoolique.

ALAN A. CAMPBELL SWINTON. — On the circulation of the Residual Gaseous Matter in a Crookes Tube (Sur la circulation de la matière gazeuse résiduelle dans un tube de Crookes). — P. 387.

— Some further experiments on the Circulation of the Residual Gaseous Matter in Crookes Tubes (Quelques expériences nouvelles sur la circulation de la matière gazeuse résiduelle dans les tubes de Crookes). — P. 393.

M. Campbell Swinton s'est proposé de montrer que, autour du courant d'atomes partant de la cathode et formant les rayons cathodiques, il y a un autre courant ramenant de l'anode vers la cathode des atomes chargés positivement.

Il s'est servi d'un tube de Crookes dans lequel une petite roue très légère munie de palettes de mica peut être placée : 1° sur le trajet des rayons cathodiques ; 2° en dehors de ces rayons ; la roue tourne dans les deux cas en deux sens différents, et cela d'autant mieux que le vide est plus complet ; quand le vide est très poussé, l'expérience réussit même avec une source électrique faible, telle qu'une petite machine de Wimshurst.

Pour répondre à quelques critiques formulées contre les précédentes expériences, M. Campbell Swinton a imaginé un dispositif analogue, mais dans lequel les palettes de mica sont dorées, et reliées au sol; les phénomènes observés ne sont pas altérés dans leurs traits essentiels.

En employant un tube portant, outre l'anode et la cathode, deux pôles explorateurs placés l'un sur le trajet des rayons cathodiques, l'autre en dehors de ces rayons, on constate que le premier se charge négativement, et le second positivement.

Arthur SCHUSTER. — On the possible effects of solar magnetization on periodic variations of terrestrial magnetism (Effets possibles de l'aimantation du soleil sur les variations périodiques du magnétisme terrestre). — P. 395.

Dans les tentatives de théories proposées jusqu'ici, on a généralement admis que la période est celle de la révolution synodique du soleil. Comme la position de l'axe terrestre par rapport au rayon vecteur mené du soleil à la terre varie pendant la durée de cette révolution, les vraies périodes seraient produites, d'après M. Schuster, par une combinaison des périodes annuelle et synodique.

Herbert JACKSON. — On phosphorescence (Sur la phosphorescence). — P. 402.

Dans cette conférence, faite à l'Association britannique, M. Jackson, après une revue rapide des principaux exemples de phosphorescence, étudie la nature de la substance phosphorescente, celle de la lumière émise, et celle de la cause excitatrice.

Certaines substances sont phosphorescentes, même à l'état de grande pureté. Il en est d'autres que seule la présence de quelques impuretés rend phosphorescentes ; mais, en variant la nature de ces impuretés et en procédant à un examen spectroscopique de la lumière émise, on a établi que cette lumière ne devait pas être attribuée aux impuretés. De nombreuses observations spectroscopiques sur la phosphorescence des composés métalliques ont montré que leurs spectres de phosphorescence sont à peu près continus et présentent des maxima d'intensité au voisinage des raies caractéristiques de la substance. La couleur dominante de la phosphorescence varie avec le mode de préparation du corps; par exemple, en préparant 358 échantillons de chaux par la décomposition de différents sels de calcium,

on a obtenu des phosphorescences diversement colorées : rouge en partant du carbonate de chaux, orange pour le spath d'Islande, les composés organiques donnant le bleu ou le vert suivant leur degré de complexité moléculaire. Ces phénomènes ont été observés dans le vide sous l'influence d'une décharge électrique, et M. Jackson donne de la phosphorescence ainsi obtenue une théorie qui rappelle la conception de Crookes sur la matière radiante. Sous l'influence de la chaleur, la phosphorescence est plus brillante, mais dure moins longtemps. M. Jackson signale encore comme causes de phosphorescence les combinaisons chimiques, et le frottement, par exemple celui d'un jet de gaz d'éclairage non enflammé sur une surface de chaux poreuse; et il indique quelques particularités des divers manchons employés pour l'éclairage au gaz par incandescence.

La conférence se termine par des considérations théoriques tendant à relier entre eux les différents phénomènes de phosphorescence et s'appliquant aussi à l'émission de la lumière solaire.

OLIVER LODGE. — On the question of absolute Velocity and on the Mechanical function of an Æther with some remarks on the pressure of Radiation (Sur la question de la vitesse absolue et sur la fonction mécanique d'un éther avec quelques remarques sur la pression de radiation). — P. 414.

Quelques difficultés qui se présentent à propos de l'expression de l'énergie cinétique ont appelé sur la *vitesse absolue* l'attention de M. Lodge ; selon lui, le mouvement de la matière pondérable par rapport à l'éther est pratiquement un mouvement absolu. Il développe sur le rôle mécanique de l'éther quelques propositions, entre autres les suivantes : les atomes pondérables ne viennent jamais en contact, — l'inertie de l'éther n'influence pas les actions mécaniques, et par conséquent n'intervient pas dans les équations de la mécanique, — une tension (*stress*) à travers l'éther, quand il y a équilibre électrique, s'étend toujours d'un corps matériel à un autre corps matériel, — l'éther est le siège de l'énergie potentielle et la matière pondérable celui de l'énergie cinétique. Enfin les considérations de M. Lodge sur la pression de radiation de Maxwell l'amènent à cette conclusion qu'une tension qui, à un bout, se termine à l'éther, est une tension croissante ou décroissante, mais non statique, et que la limite entre l'éther inerte et l'éther actif peut, à certains égards, être comparée à un corps matériel.

A. GRAY. — The calculation of the Virtual resistance of thin wires for rapidly alternating currents (Calcul de la résistance effective des fils fins pour des courants alternatifs de haute fréquence). — P. 426.

C'est une observation se rapportant à une note de M. Boynton récemment parue dans le *Philosophical Magazine*.

M. Dufour.

Novembre 1898.

J. HENRY. — On the deflexion by Magnetic Force of the Electric Discharge through Gases (Déviation de la décharge à travers les gaz par un champ magnétique). — P. 429.

Une cloche à tubulure est fermée, d'un côté par une plaque d'ébonite bien dressée percée d'un trou en son milieu par où passe un fil relié à un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff, de l'autre côté par un bouchon en ébonite traversé par un tube en T mettant la cloche en communication avec une machine pneumatique et laissant passer le second fil relié à l'autre pôle de la bobine. Toutes les fermetures sont soigneusement mastiquées.

Le champ magnétique est obtenu au moyen de deux bobines disposées suivant l'arrangement de Helmholtz.

On a étudié avec cet appareil la décharge à travers différents gaz remplissant la cloche, à des pressions telles que le courant moyen était le même pour les différents gaz.

La décharge dans un gaz s'effectue par le chemin qui offre le moins de résistance au passage. Ce n'est pas nécessairement le chemin le plus court géométriquement. Dès que des ions gazeux existent dans le gaz, produits, par exemple, par une décharge, il peut être tout autre. Les courants de convection dévient, par exemple, la décharge vers le haut.

Un champ magnétique la dévie dans une direction perpendiculaire au plan formé par le champ et le courant.

Si on produit un courant gazeux dans le gaz par une aspiration, on dévie encore la décharge. Cette dernière expérience a été faite avec un autre récipient à gaz, dont on conçoit aisément la disposition.

D'après cette théorie de la déviation de la décharge, on conçoit qu'elle soit fonction de la vitesse de diffusion du gaz, de la vitesse

de recombinaison des ions, de la vitesse des ions dans le gaz, de la durée de la décharge, de la décomposition plus ou moins facile du gaz en ions par la décharge, c'est-à-dire du rapport de la conductibilité du gaz après le passage d'une décharge à sa conductibilité primitive.

Cette déviation pour un gaz donné est aussi d'autant plus grande que la fréquence de la décharge est plus grande. M. Henry a fait des expériences avec l'hydrogène, l'air, l'anhydride carbonique, la vapeur de mercure, dont les résultats confirment cette manière de voir.

ALBERT GRIFFITHS. — Diffusive convection (Convection par diffusion). — P. 453.

Si la solution d'une substance a une densité différente de celle de l'eau variable avec la concentration, la diffusion modifie la densité en chaque point, d'où des courants de convection. Pour chercher à déterminer le coefficient de diffusion du sulfate de cuivre dans l'eau, l'auteur expose une théorie de la diffusion dans un appareil composé essentiellement d'un vase fermé divisé en deux compartiments par un diaphragme D, à travers lequel passent deux tubes étroits plongeant à la partie supérieure dans l'eau pure, à la partie inférieure dans une dissolution de sulfate de cuivre de concentration constante.

DONNAN. — Theory of the Hall Effect in a Binary Electrolyte (Théorie de l'effet Hall dans un électrolyte binaire). — P. 465.

En supposant l'existence d'un effet Hall dans un électrolyte binaire, l'auteur écrit que dans l'état permanent le flux d'ions positifs, dans un sens produit par le champ magnétique, la différence de potentiel due à l'effet Hall, la pression osmotique, est équilibré par le flux en sens contraire, sous l'action de la pression osmotique de molécules non dissociées.

On a une seconde équation en écrivant la même chose pour les ions négatifs. On obtient ainsi pour un électrolyte complètement dissocié la relation :

$$\frac{de}{dz} = \frac{1}{2}(v - u)\,\mathrm{H}\,\frac{d\pi}{dx}.$$

valable pour l'état permanent.

$e =$ différence de potentiel due à l'effet Hall dans la direction dz;

$d\pi$ = différence de potentiel en deux points du courant dirigé suivant Ox distances de dx ;

H = champ magnétique dirigé suivant yO ;

u, v, vitesses d'une molécule-gramme d'ion positif et d'ion négatif, sous l'action d'une différence de potentiel égale à 1 par centimètre.

L'auteur effectue le calcul pour une solution de sulfate de zinc et trouve un résultat différent de celui trouvé *expérimentalement* par M. Bagard.

JAMES WALKER. — On the admissible Width of the slit in Interference Experiments (Largeur admissible de la fente dans les expériences d'interférence). — P. 472.

Le calcul montre que, dans les expériences des miroirs de Fresnel du biprisme, des bilentilles, l'amplitude en un point d'abscisse x de l'écran est de la forme :

$$I = 1 + \frac{\sin \frac{\pi\gamma k}{\lambda}}{\frac{\pi\gamma k}{\lambda}} \cos \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha + \beta x), \quad \text{si } k = \text{largeur de la fente.}$$

En outre, la largeur Λ des franges est égale à $\frac{\lambda}{\beta}$ et $\frac{\beta}{\gamma} = \frac{a}{b}$, si on néglige l'épaisseur du biprisme ou des bilentilles, a et b étant les distances de la fente et de l'écran à l'appareil d'interférence.

La visibilité des franges est donnée par $\frac{\sin \frac{\pi\gamma k}{\lambda}}{\frac{\pi\gamma k}{\lambda}}$; elle subit donc des variations périodiques nulles pour $\frac{\gamma k}{\lambda}$ = nombre entier, maxima pour

$$\frac{jk}{\lambda} = 0 \qquad 1,43 \qquad 2,459 \qquad 3,4709 \qquad 4,4747;$$

avec des valeurs correspondantes :

$$1 \qquad 0,217 \qquad 0,128 \qquad 0,091 \qquad 0,079.$$

On voit donc que le maximum de netteté des franges a lieu quand $\frac{jk}{\lambda}$ est petit, c'est-à-dire quand la fente a une largeur égale à une fraction petite de $\frac{a}{b}\Lambda$.

Que si on fait croître progressivement la largeur de la fente, on obtient une disparition périodique des franges, les systèmes successifs étant alternativement à centre brillant et obscur. Ce résultat a d'ailleurs déjà été donné par M. Fabry. On peut observer ce phénomène avec un spectroscope dont la fente est perpendiculaire à la direction des franges.

Les bandes transversales courbes connues deviennent, dans ces cas, indistinctes à partir d'une longueur d'onde qui augmente à mesure que la largeur de la fente croît.

Dans les franges de Lloyd, la visibilité est donnée par $\dfrac{\sin \frac{\pi n k}{c}}{\frac{\pi n k}{c}}$

où n est l'ordre de la frange. Le phénomène est le même que dans les cas précédents, sauf que la largeur de la fente est alors ici en raison inverse de l'ordre de la frange.

J.-L.-W. GILL. — On the distribution of magnetic Induction in straight Iron Rods (Distribution de l'induction magnétique dans les barres rectilignes de fer). — P. 478.

Les échantillons sont des tiges de section ronde ou carrée d'une longueur inférieure à trente fois le diamètre de la section ; l'induction dans un champ magnétisant uniforme varie du centre aux extrémités.

La perte moyenne d'hystérésis par centimètre cube dans la description d'un cycle est, en appliquant la formule de Stenmetz,

$$\frac{K\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} B^{1,6} dl}{\quad} = KB_1^{1,6},$$

B étant l'induction maximum prise par l'élément dl. Les expériences ont montré que tant que le fer n'était pas saturé $\dfrac{B_1}{B_{centre}} = C^{te} = 0,768$.

Le point du barreau où l'induction maximum est B_1 est, comme l'a d'ailleurs déjà indiqué Fleming, à une distance du centre $= 0,56\dfrac{l}{2}$. Il résulte de ces deux séries d'expériences que

$$B = Kf(H) ;$$

K est fonction de la distance du point considéré au centre. Comme loi de distribution de l'induction, l'auteur a trouvé que la relation

$$\left(\frac{B}{B_{max}}\right)^{\frac{5}{4}} + \left(\frac{x}{a}\right)^{2} = 1,$$

concorde avec les expériences à 1 0/0 près avec :

$$a = \frac{l}{2} + 0{,}48d.$$

LORD KELVIN. — Continuity in Undulatory Theory of Condensational-rarefactional Waves in Gases, Liquids and Solids, of Distortional Waves in Solids, of Electric Waves in all Substances capable of transmitting them, and of Radiant Heat. Visible Light, Ultra Violet Light (Continuité dans la théorie ondulatoire des ondes de condensation dans les Gaz, liquides et solides, des ondes de rotation dans les solides, des ondes électriques dans toutes les substances susceptibles de les transmettre et de la chaleur rayonnante, de la lumière visible et ultra-violette). — P. 494.

Lord Kelvin compare trois sources d'ondes, une mécanique, une électrique et une électro-magnétique.

La première est formée d'un globe rigide de platine de 12 centimètres de diamètre, placé à l'intérieur d'une enveloppe sphérique rigide, sans masse de 13 centimètres de diamètre. On peut supposer l'enveloppe placée dans l'air ou dans l'eau ou prise dans un gros bloc de verre, roche ou autre solide élastique.

Si on donne au noyau et à l'enveloppe des mouvements pendulaires de va-et-vient de sens contraire, on a une source d'ondes longitudinales de condensation si l'enveloppe est placée dans l'air, une source d'onde de condensation et de rotation si l'enveloppe est prise dans un solide élastique.

Si on donne au noyau et à l'enveloppe des mouvements oscillatoires de rotation de sens contraire, on n'aura que des ondes de rotation.

La source électrique est formée d'une sphère solide non conductrice recouverte de deux hémisphères métalliques laissant entre eux un intervalle isolant. Les deux hémisphères sont reliés aux deux pôles d'un alternateur. On voit que cette source se comporte comme la source mécanique dans le premier cas.

La source électro-magnétique est formée d'un globe non conducteur fixe sur lequel on a enroulé un fil dont les spires sont parallèles. En envoyant dans ce fil un courant alternatif, on a une source d'ondes, analogue à la source mécanique dans le second cas.

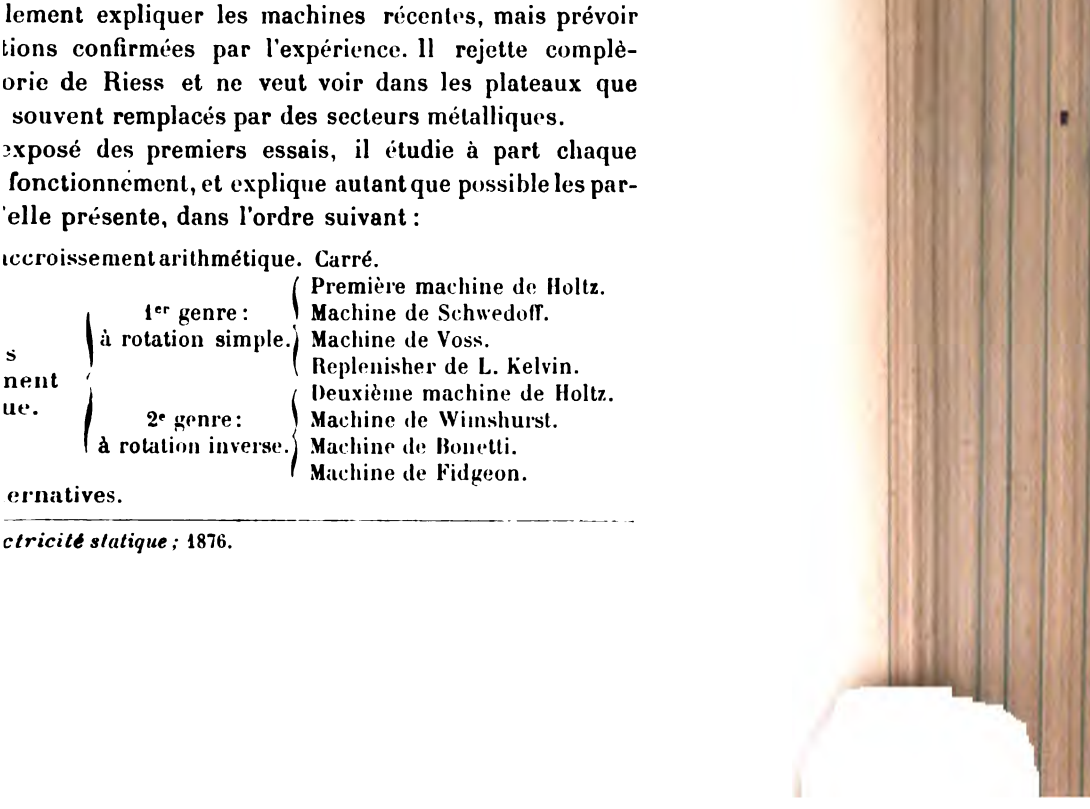
· On standard High Resistance (Étalons de grandes résistances). — P. 500.

tube à vide on prend comme cathode une grille formée de ne et d'or tordus ensemble. On dépose aussi sur une glace acée en face une pellicule d'un alliage des deux métaux. ule, chauffée pendant plusieurs heures dans un bain d'huile une pression réduite et scellée ensuite dans ce bain en le vide, constitue une grande résistance (100.000ω à un qui reste constante. Le coefficient négligeable de varia- a température a également une faible capacité et une tion propre. E. Perreau.

AFFERS. — Essai sur la théorie des machines à influence (Paris, Gauthier-Villars, 1898).

rès constants de l'électricité dynamique ont depuis mplètement détourné l'attention des machines électro- . Schaffers a repris cette étude abandonnée depuis Pog- adopte définitivement la théorie de ce dernier telle exposée par M. Mascart [1] et s'efforce de montrer qu'on lement expliquer les machines récentes, mais prévoir tions confirmées par l'expérience. Il rejette complè- orie de Riess et ne veut voir dans les plateaux que souvent remplacés par des secteurs métalliques.

exposé des premiers essais, il étudie à part chaque fonctionnement, et explique autant que possible les par- 'elle présente, dans l'ordre suivant :



accroissement arithmétique. Carré.

s nent ue.
- 1er genre : à rotation simple.
  - Première machine de Holtz.
  - Machine de Schwedoff.
  - Machine de Voss.
  - Replenisher de L. Kelvin.
- 2e genre : à rotation inverse.
  - Deuxième machine de Holtz.
  - Machine de Wimshurst.
  - Machine de Bonetti.
  - Machine de Fidgeon.

ernatives.

---

[1] ctricité statique ; 1876.

Ce dernier chapitre traite de la question du renversement des machines, des conditions nécessaires pour l'empêcher, ou pour le rendre certain, et des particularités curieuses de ces machines.

L'une d'elles étant, par exemple, à huit secteurs, ne produit pas huit alternatives par tour, mais bien deux seulement, l'une des moitiés du plateau fixe se chargeant dans un sens, l'autre d'électricité contraire.

L'auteur étudie ensuite le rôle des différentes pièces, des induits, de l'inducteur, des conducteurs diamétraux et même de l'air ambiant, et constate l'augmentation du débit avec le nombre des secteurs, la nécessité de réduire ces secteurs pour des machines à haute tension; l'augmentation de la tension dans les expériences de Hempel sur une machine enfermée dans l'air comprimé. L'accroissement des charges et les conditions d'amorçage dans les machines à rotation inverse sont exprimés mathématiquement, en tenant compte de l'influence des secteurs voisins.

Enfin, dans un dernier chapitre, on recherche les conditions de l'auto-excitation et on conclut à la nécessité des frottements au début par les balais ou les ressorts. Les charges obtenues sont toujours suffisamment dissymétriques pour expliquer l'amorcement, surtout en tenant compte de ce fait, que l'ordre des signes d'électricité donné par les tableaux pour deux corps frottés peut être renversé en présence d'un corps chargé.

Cette étude vient à propos et sera consultée avec fruit, si, comme il est probable, on cherche à modifier les machines actuelles pour les adapter à la production des rayons X.

G. Roy.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

MARS 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

MARS 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

[D]E PHYSIQUE

[T]HÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

[M]M. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

[D'UN] GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — AVRIL 1899.

PARIS,
[B]UREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

[...]ations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. **15 fr.**

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............	15 fr.
Autres pays..	17 fr.

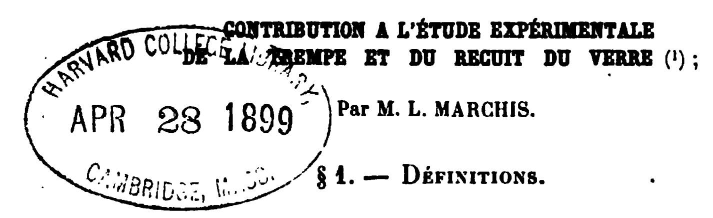
On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de **M. Sandoz**, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à **M. Bouty**, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à **M. Sandoz**, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA TREMPE ET DU RECUIT DU VERRE (1);

Par M. L. MARCHIS.

§ 1. — Définitions.

Faisons osciller un grand nombre de fois un thermomètre entre deux températures T_0 et T_1, *choisies une fois pour toutes*. Les indications $\theta_0, \theta_1, \theta_2, \ldots$, du thermomètre correspondant, dans les oscillations successives, à la température T_0, vont en général en croissant de manière que les différences $(\theta_1 - \theta_0)$, $(\theta_2 - \theta_0)$, ..., tendent vers zéro.

Supposons atteinte la limite Θ_0; portons le thermomètre à une température $T_2 > T_1$; ramenons-le de T_2 à T_0, puis recommençons une nouvelle série d'oscillations (T_0, T_1, T_0).

Soit Θ_0' la nouvelle limite (2). Trois cas sont à distinguer :

Premier cas : $\Theta_0' > \Theta_0$. — Nous exprimons ce fait en disant :

La perturbation (3) *à la température* T_2 *a produit un* RECUIT *du thermomètre.*

Deuxième cas : $\Theta'_0 < \Theta_0$. — Nous disons alors :

La perturbation à T_2 *a produit une trempe du thermomètre.*

Troisième cas : $\Theta_0' = \Theta_0$. — Le thermomètre ne s'est ni trempé ni recuit pendant la perturbation à T_2. Ce cas a été étudié dans notre premier article (§ 5, *les Thermomètres très recuits*).

La limite Θ_0 *obtenue à la suite d'un nombre suffisant d'oscillations* (T_0, T_1, T_0) *est-elle fixe ?*

Analysons les observations faites durant une série d'oscillations (T_0, T_1, T_0).

Au début, les valeurs des θ, relatives à deux oscillations consécutives, peuvent être distinguées l'une de l'autre ; puis, pour que cette différence soit observable, il faut effectuer entre deux déterminations de θ correspondant à T_0 un nombre de plus en plus grand d'oscil-

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 573 ; 1898.

(2) Nous plaçons la modification (T_0, T_2, T_0) entre deux séries d'oscillations (T_0, T_1, T_0) ; la comparaison des valeurs limites Θ'_0 et Θ_0, obtenues dans des conditions comparables, nous renseigne sur la nature de la transformation du thermomètre pendant l'oscillation (T_0, T_2, T_0).

(3) Une *perturbation* est une opération dans laquelle la température varie en dehors des limites T_0 et T_1.

lations. Lorsque, ce nombre étant suffisant (30 ou 40, par exemple), la différence entre deux valeurs de θ est inappréciable, on dit que le thermomètre se trouve dans l'état qui correspond à la limite Θ_0. Mais cette limite Θ_0, une fois atteinte, n'est pas définitive ; le thermomètre ne cesse pas de se transformer à partir du moment où elle a été obtenue, lorsqu'on continue à faire des oscillations entre les deux valeurs T_0 et T_1. En effet, si, au lieu de faire 30 ou 40 oscillations entre deux déterminations consécutives des θ, on en fait 100 ou 200, on observe généralement que la différence entre ces déterminations devient mesurable ; si on continue les oscillations, il faut augmenter de plus en plus le nombre de ces oscillations comprises entre deux déterminations consécutives, pour pouvoir constater une différence entre elles. Mais *on est certain de déceler cette différence, si on fait un nombre excessivement grand d'oscillations*. On peut donc énoncer la proposition suivante :

La limite Θ_0 n'est pas fixe, mais est susceptible de variations lentes.

De telles variations lentes ont été observées par C. Barus dans l'étude de la trempe de l'acier. Il leur a donné un nom caractéristique que nous adopterons, celui de *variations séculaires* [1]. Nous disons donc que *la limite Θ_0 est susceptible de variations séculaires* [2].

Ce phénomène du déplacement lent de la limite nous oblige à faire la convention suivante, nécessaire pour rendre comparables toutes les expériences.

Dans les différentes séries d'expériences, nous considérerons la limite Θ_0 comme ne subissant plus que des variations séculaires, à partir du moment où, dans les oscillations de température, l'ascension moyenne par oscillation sera égale ou inférieure à 0°,0008.

§ 2. — La variable chimique x.

Il résulte immédiatement de ce qui précède que, pendant la perturbation (T_0, T_2, T_0), le verre du thermomètre subit une certaine modification qui se traduit par une variation de la limite Θ_0. Nous

---

(1) C. Barus, The Mechanism of solid viscosity (*Bulletin of the United States geological Survey*, n° 94, p. 79 ; 1892) ; — The secular softening of cold Hard Steel, with Remarks on Electrical Standards (*Philosophical Magazine*, 5e série, n° 271, déc. 1897) ; — *J. de Phys.*, VII, 169 ; 1898.

(2) Voir Thèse de doctorat, pages 191-194, des exemples de variations séculaires de Θ_0.

ctérisé cette modification, en disant : le verre se trempe, le cuit. De quelle nature est cette modification ? Consiste-mbinaisons, décompositions ou changements d'état allo-usqu'ici l'expérience n'a pu nous renseigner à cet égard ; hysiciens, se fondant sur les analogies avec l'acier, qu'il y a transformation chimique du verre. Le mode ntation que nous avons indiqué dans le paragraphe pré-met d'étudier expérimentalement une telle modification éciser la nature ; il suffit pour cela de voir comment ais la température T_0 à laquelle correspond Θ_0 est choisie ent ; on conçoit donc la possibilité de faire l'étude précé-itres températures, c'est-à-dire de représenter l'état chi-masse de verre à chaque instant d'une perturbation par convenablement choisi (1).

rie due à M. Duhem, que nous avons développée dans nous donne les propositions suivantes :

it représenter dans un plan l'état chimique d'une masse chaque instant d'une perturbation par un point de coor-x (OT, abscisses — Ox, ordonnées). Cette variable x n de *dureté* (2).

résentation de la variable x dans le plan TOx est ana-présentation du volume spécifique v dans le plan TOv premier article).

es lignes ascendantes et des lignes descendantes, telles point du plan TOx, il passe une seule ligne ascendante igne descendante.

Ox est partagé en deux régions par une ligne des états monte de gauche à droite ; dans ces régions, les lignes t descendante passant par un point ont la disposition de otre précédent article.

figuratif (T, x) décrit un cycle fermé *sinistrorsùm*, dont érieur est *au-dessus* de la ligne des états naturels, et le ieur *au-dessous* de cette ligne (*fig.* 5 de notre premier

ons une perturbation (T_0, T_2, T_0). Si, pendant l'échauf-

(1) manière d'introduire x, voir Thèse, p. 107-117.

(2) tion d'une telle dénomination est donnée p. 119-120 de notre



fement de T_0 à T_2, le point figuratif suit la ligne ascendante AB, située en entier *au-dessus* de la ligne des états naturels, ce point suit, pendant le refroidissement de T_2 à T_0, une descendante BC. Le segment négatif AC mesure le degré de la transformation chimique durant la perturbation; dans ces conditions Θ'_0 est supérieur à Θ_0, il y a eu *recuit*. La région du plan TOx qui est située *au-dessus* de la ligne des états naturels reçoit le nom de *région des recuits*.

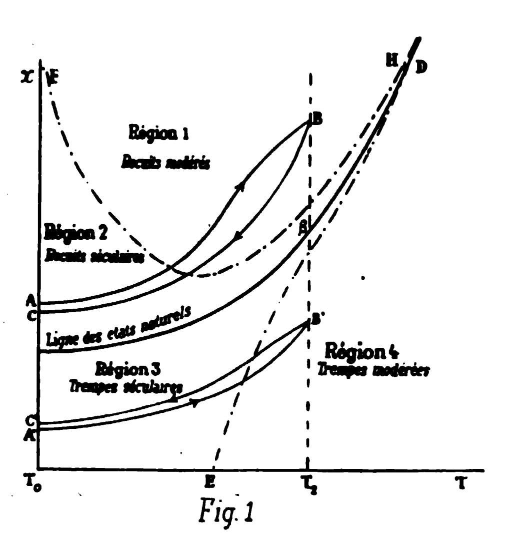


Fig. 1

Si, au contraire, pendant l'échauffement de T_0 à T_2, le point figuratif (T, x) suit une ligne ascendante A'B', située en entier *au-dessous* de la ligne des états naturels, il suit, pendant le refroidissement de T_2 à T_0, une descendante B'C' qui vient couper l'ordonnée T_0 au-dessus de A'. Le segment positif A'C' mesure le degré de la transformation chimique durant la perturbation; dans ces conditions, Θ'_0 est inférieur à Θ_0, il y a eu *trempe*. La région du plan TOx, qui est *au-dessous* de la ligne des états naturels, reçoit le nom de *région des trempes*.

5° La région des recuits peut elle-même être divisée en deux sous-régions par une ligne FGH, marquée en pointillé sur la *fig.* 1. Cette ligne est définie de la manière suivante : Supposons que le point B, d'abord très élevé sur l'ordonnée T_2, se rapproche peu à peu du point β de la ligne des états naturels. Le segment AC, d'abord grand en valeur absolue, diminue rapidement, et alors que le point B est

igné de la ligne des états naturels, ce segment est devenu t pour que la modification chimique correspondante ne décelée par une ou un petit nombre d'expériences. Tousegment n'est pas nul, car, en produisant un très grand fois la perturbation, on constate l'existence d'un recuit. 'GH sépare la région où AC a une valeur moyenne de la l est inférieur à une certaine limite.

ière région (région 1) reçoit le nom de *région des recuits* la deuxième (région 2), le nom de *région des recuits sécu-*

e, la région des trempes est divisée en deux par une la région 3 (*trempes séculaires*) et la région 4 (trempes

le des régions 2 et 3 s'appelle *région des variations sécu-dureté.* Si on considère dans cette région une ascendante ndante passant par un même point, ces deux lignes sont fondues dans tout leur parcours.

ion des variations séculaires de la dureté, *large à basse , se resserre de plus en plus, au fur et à mesure que la tem-ève.*

s ces résultats fournis par la théorie ; nous allons voir ode d'expérimentation décrite plus haut (méthode des s) va nous permettre d'explorer les diverses régions du de vérifier expérimentalement la forme que nous venons our la région des variations séculaires.

— ÉTUDE DES DIVERSES RÉGIONS DU PLAN TOx.

un thermomètre de T_0 à T_2, puis ramenons-le de T_2 s, pendant cette perturbation, la marche du point figu-

ctoire du point figuratif est située tout entière dans la cuits. — Le point figuratif part de A_1, suit le chemin segment A_1C_1 est négatif ; Θ'_0 est supérieur à Θ_0. Il y

ctoire du point figuratif est située tout entière dans la mpes. — Le point figuratif part de A_3, suit le chemin segment A_3C_3 est positif ; Θ'_0 est inférieur à Θ_0. Il y

3° *La trajectoire du point figuratif est, en partie dans la région des trempes, en partie dans la région des recuits.* — Introduisons une nouvelle subdivision de la région des recuits.

Tous les cycles fermés décrits entre T_2 et les températures comprises entre T_2 et T_0 ont un de leurs sommets sur l'ordonnée T_2 ; pour chacun d'eux, le second sommet est sur une courbe partant de A′ (*fig.* 2), située à gauche de la ligne des états naturels et telle que le

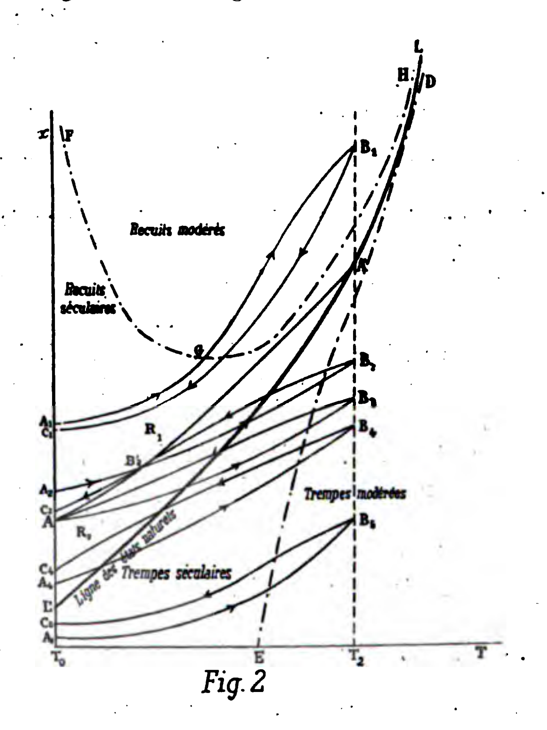


Fig. 2

coefficient angulaire de la tangente en chacun de ses points est supérieur aux coefficients angulaires des lignes ascendante et descendante passant par ce point (courbe AB'_2A' de la *fig.* 2). Cette courbe divise la région des recuits séculaires en deux régions : R_1 (au-dessus de la courbe $A'B'_2A$) et R_2 (entre cette courbe et la ligne des états naturels).

Trois cas doivent être distingués :

a) Le point figuratif (T, x) *part d'un point de l'ordonnée* T_0, *situé dans la région* R_1. — Le point figuratif suit un chemin tel que $A_2B'_2B_2B'_2C_2$; le segment A_2C_2 est négatif. Il y a eu *recuit*.

oint figuratif part de A. — A est le second sommet d'un
é dont l'autre sommet B_3 est sur l'ordonnée T_2. Le point
artant de A y revient après avoir décrit un cycle fermé. Le
tre n'éprouve *ni recuit ni trempe.*

int figuratif part d'un point de l'ordonnée T_0, *situé dans la*
— Le point figuratif suit le chemin $A_4B_4C_4$; A_4C_4 est
y a eu *trempe.*

our qu'il y ait *trempe* à la suite d'une perturbation (T_0, T_2,
que le point figuratif soit sur l'ordonnée T_0 et qu'il soit
erturbation situé au-dessous de la courbe $A'B_2'A$. Si ce
n même temps dans la région des recuits séculaires, il
pour le thermomètre un état de recuit déterminé et d'au-
rand qu'il est plus près de la ligne des états naturels et,
lus éloigné de la courbe $A'B'_2A$. On voit donc que la per-
la température T_2 *ne peut produire une trempe que si, à*
ure T_0, *le thermomètre est amené à un certain état de*

$A'B_2'A$ coupe l'ordonnée T_0 en un point A, dont l'ordonnée
plus grande que $T_2 - T_0$ *est plus grand.*

ır qu'il y ait *trempe*, l'état de recuit du thermomètre *doit*
t moindre que $T_2 - T_0$ *est plus grand.*

s propositions sont vérifiées par l'expérience [1].

§ 4. — La limite des limites.

ier les cas où il y a trempe et recuit, nous faisons la série
ıces suivantes :

Oscillations entre T_0 et T_1	Limite : Θ_0.
Perturbation à $T_2 > T_1$	
Oscillations entre T_0 et T_1	Limite : Θ'_0.

, les unes après les autres, un grand nombre de pareilles
néral, $\Theta_0 - \Theta'_0$ est d'abord *positif;* il y a *trempe* tout au
la première série ; puis $\Theta_0 - \Theta'_0$ devient *négatif;* il se
ecuit. De plus, dans ce dernier cas, *la valeur absolue de*
en diminuant constamment d'une série d'expériences à

Thèse, p. 239-258.



Lorsque $\Theta_0 - \Theta'_0$ *est devenu assez petit pour que ses valeurs soient attribuables aux variations séculaires de la dureté du thermomètre, on dit qu'on est parvenu à la limite des limites pour les oscillations* (T_0, T_1, T_0) *et la perturbation à* T_2 (1).

Un problème important se pose ici maintenant :

Considérons un thermomètre parvenu à sa limite pour les conditions expérimentales suivantes :

$$\begin{cases} \text{Oscillations} \quad (T_0, \ T_1, \ T_0) \\ \text{Perturbation à } T_2 > T_1. \end{cases}$$

Cette limite des limites étant obtenue, cherchons celle qui correspond aux conditions expérimentales :

$$\begin{cases} \text{Oscillations entre } T_0 \text{ et } T_1 \,; \\ \text{Perturbation à une température } T_3 \text{ inférieure à } T_2, \text{ mais supérieure à } T_1. \end{cases}$$

La seconde limite des limites est-elle identique à la première ?

Nous répondrons en général par la *négative*.

C'est ce que montrent les exemples cités dans notre Thèse, pages 272-281.

Mais il y a plus ; faisons les séries d'expériences suivantes :

Un thermomètre oscille un très grand nombre de fois entre les températures T_0 *et* T_1 ; *on produit une perturbation à une température* T_2 *supérieure à* T_1, *et on cherche la limite des limites correspondant à cet ensemble de conditions.*

Cette limite des limites étant obtenue, on cherche la limite des limites relative aux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \text{Oscillations entre } T_0 \text{ et } T_1 \,; \\ \text{Perturbation à la température } T_3. \end{cases}$$

Après qu'on est arrivé à cette nouvelle limite des limites, on renouvelle les expériences en prenant de nouveau T_2 *pour température de la perturbation, et ainsi de suite.*

L'expérience conduit aux conclusions suivantes :

Si les températures T_2 et T_3 sont *assez différentes* l'une de l'autre (si elles diffèrent, par exemple, d'une centaine de degrés), les diverses limites des limites obtenues semblent d'abord tendre assez rapide-

(1) Voir les vérifications expérimentales, p. 259-272 de notre Thèse.

...des séries d'expériences	...a été produite la perturbation	au début d'une série Θ_0	à la fin d'une série Θ'_0	En degrés	des limites	Variation de la limite des limites
Série I (170 oscill.)......	185°	167,50	166,15	+ 0°,135 (Trempe)	»	»
Série II (166 oscill.)......	185°	166,15	166,25	— 0°,01 (Recuit)	»	»
Série III (180 oscill.).....	185°	166,25	166,25	0°,00	166,25	»
Série IV (172 oscill.).....	310°	166,25	163,25	+ 0°,3 (Trempe)	»	»
Série V (227 oscill.)......	310°	163,25	163,85	— 0°,06 (Recuit)	»	»
Série VI (220 oscill.).....	310°	163,85	164,00	— 0°,015 (Recuit)	»	»
Série VII (205 oscill.)....	310°	164	164	0°,00	164	Elle se trouve à 0°,225 *au-dessous* de la précédente.
Série VIII (245 oscill.)...	185°	164	164,85	— 0°,085 (Recuit)	»	»
Série IX (235 oscill.).....	185°	164,85	165	— 0°,015 (Recuit)	»	»
Série X (240 oscill.)......	185°	165	165	0°,00	165	Elle se trouve à 0°,1 *au-dessus* de la précédente.
Série XI (265 oscill.).....	310°	165	164,50	— 0°,05 (Trempe)	»	»
Série XII (65 oscill.)....	Cette série a été faite à la suite d'un séjour de trois mois à la température du laboratoire.		164,65	— 0°,015 (Recuit)	»	»
Série XIII (199 oscill.) ...	310°	164,65	164,35	+ 0°,03 (Trempe)	»	»
Série XIV (163 oscill.) ...	310°	164,35	164,35	0°,00	164,35	Elle se trouve à 0°,065 *au-dessous* de la précédente.
Série XV (159 oscill.)....	185°	164,35	165	— 0°,065 (Recuit)	»	»
Série XVI (175 oscill.)....	185°	165	165	0°,00	165	Elle se trouve à 0°,065 *au-dessus* de la précédente.
Série XVII (188 oscill.)...	310°	165	164,50	+ 0°,05 (Trempe)	»	»
Série XVIII (185 oscill.)..	310°	164,50	164,50	0°,00	164,50	Elle se trouve à 0°,05 *au-dessous* de la précédente.
Série XIX (162 oscill.)....	185°	164,50	165,15	— 0°,065 (Recuit)	165,15	Elle se trouve à 0°,065 *au-dessus* de la précédente.
Série XX (175 oscill.)....	310°	165,15	164,50	+ 0°,065 (Trempe)	164,50	Elle se trouve à 0°,065 *au-dessous* de la précédente.
Série XXI (161 oscill.) ...	185°	164,50	165,15	— 0°,065 (Recuit)	165,15	Elle se trouve à 0°,065 *au-dessus* de la précédente.

Remarque. — Ce tableau met en évidence L'EXISTENCE DE DEUX LIMITES DES LIMITES : l'une 165,15 est relative à la perturbation à 185° ; l'autre 164,50 est relative à la perturbation à 310°.

Ces deux limites des limites sont susceptibles de variations séculaires.

ment vers une valeur commune. Puis, au bout d'un nombre convenable d'opérations, au lieu d'*une limite des limites absolue, on obtient deux limites des limites, l'une relative à la perturbation à la température* T_2, *l'autre relative à la perturbation à la température* T_3.

Cette proposition expérimentale va être d'une importance capitale au point de vue de la vérification de la forme adoptée pour la région des variations séculaires de la dureté. Aussi nous semble-t-il nécessaire de mettre ici le tableau des expériences qui nous ont servi à la vérifier (Voir p. 201).

§ 5. — Forme de la région des variations séculaires de la dureté.

Nous allons montrer que l'existence des deux limites des limites est une *preuve expérimentale de la forme que nous avons supposée à la région des variations séculaires de la dureté.* Pour cela, nous allons interpréter, au moyen de la forme proposée de cette région, les expériences énumérées dans le tableau précédent.

1° Supposons qu'un thermomètre soit parvenu à la limite des limites pour les conditions suivantes :

Oscillations entre T_0 et T_1 ;

Perturbation à la température T_2 supérieure à T_1.

Dans le plan TOx, le point figuratif (T, x) reste dans la région des variations séculaires pendant les oscillations entre T_0 et T_1 ; pendant la perturbation (T_0, T_2, T_0), le point figuratif suit la ligne ascendante (1, 2), puis une descendante sensiblement confondue avec la précédente ; le point figuratif traverse *très rapidement*, à l'aller et au retour, la région des recuits modérés, c'est-à-dire qu'il ne décrit dans cette région qu'une seule ascendante pendant l'échauffement et une seule descendante pendant le refroidissement.

Après la perturbation, le thermomètre effectue entre T_0 et T_1 une série d'oscillations pendant lesquelles le point figuratif ne sort pas de la région des variations séculaires. Par suite de ces oscillations, le point figuratif se déplace sur l'ordonnée T_0 du point 1 au point 3, qui en est extrêmement voisin.

2° Le thermomètre est alors porté à la température T_3, inférieure à T_2, puis ramené à T_0 ; le point figuratif suit la ligne ascendante (3, 4) ; puis, pendant le temps que le thermomètre reste à la température T_3, après l'avoir atteinte, le point figuratif se trouvant dans la

s recuits modérés décrit, autour de l'ordonnée T_3, une série
ntes et de descendantes qui l'amènent de la position 4 à la
; enfin, lorsque l'instrument revient à T_0, le point figuratif
ne descendante (5, 6). De nouvelles oscillations entre T_0
nent sur l'ordonnée T_0 le point figuratif de la position 6 à
très voisine 7. La perturbation a donc produit un recuit
très sensiblement par le segment $\overline{3, 7}$).

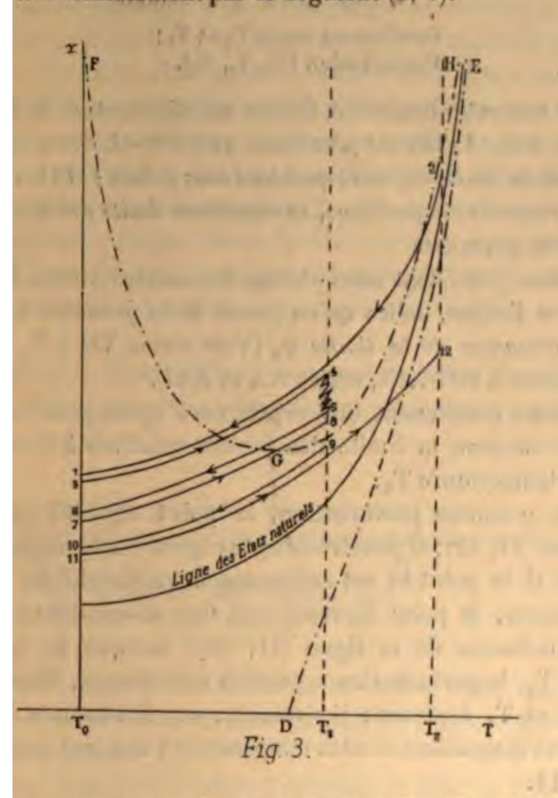


Fig. 3.

sons une nouvelle perturbation (T_0, T_3, T_0); le point
le chemin :

ite (7,8);
d'ascendantes et de descendantes autour de la ligne (8, 9) ;
nte (9, 10).

elle série d'oscillations entre T_0 et T_1 amène le point
l'ordonnée T_0 de la position 10 à la position très voi-

sine 14. *Le segment* (7, 11) *est le segment de recuit résultant de cette suite de modifications.*

4° Si nous recommençons une série d'expériences identiques à la précédente, le point figuratif suit un chemin entièrement contenu dans la région des variations séculaires ; le point figuratif 11 ne se déplace plus sur l'ordonnée T_0 que par variation séculaire. Le thermomètre est arrivé à la limite des limites pour les conditions :

(2) Oscillations entre T_0 et T_1 ;
Perturbation (T_0, T_2, T_0).

On voit que cette limite des limites est *différente de la limite figurée par le point* 1 ; *elle est plus basse que celle-ci. Si on considère les positions de la limite* Θ_0 *correspondant aux points* 1 *et* 11, *on voit que, en ce qui regarde ces positions*, *la deuxième limite des limites est plus élevée que la première.*

Le tableau précédent nous donne des exemples nets de ces deux limites des limites, telles qu'on passe de la première à la seconde *par une élévation de la limite* Θ_0 (Voir séries VII à X, séries XIV à XVI, séries XVIII-XIX, séries XX et XXI).

5° Faisons maintenant des expériences ayant pour but de déterminer de nouveau la limite des limites relatives à la perturbation faite à la température T_2.

Dans la première perturbation, le point figuratif suit la ligne ascendante (11, 12) ; il pénètre dans la région des trempes modérées. Dès lors, si le point 11 est suffisamment rapproché de la ligne des états naturels, le point figuratif suit une descendante située tout entière au-dessus de la ligne (11, 12) ; lorsque le thermomètre revient à T_0, la perturbation a produit une *trempe*. Des oscillations entre T_0 et T_1 déplacent légèrement, sur l'ordonnée T_0, le point figuratif correspondant à cette température ; ce point reste *au-dessus du point* 11.

Dans la série d'expériences suivantes, pendant lesquelles on produit des perturbations à T_2, le point limite correspondant à T_0 se rapproche du point 11 ; mais, en général, il reste *au-dessus de lui*, même lorsque le thermomètre est parvenu à la limite des limites. Cette limite des limites est donc *différente de la précédente et moins élevée qu'elle*, si on la rapporte au déplacement de la limite Θ_0.

Le tableau précédent nous donne des exemples nets de ces deux limites des limites telles qu'on passe de la première à la seconde par

un abaissement de la limite Θ_0 (Voir séries III à VII, séries X à XV).

Ainsi donc la forme adoptée pour la région des variations séculaires rend bien compte de toutes les particularités des expériences qui mettent en évidence l'existence de deux limites des limites ([1]).

Mais, au cours de cette explication, nous avons adopté l'hypothèse suivante :

Dans toute perturbation à la température supérieure T_2, *le point figuratif traverse, pendant l'échauffement et le refroidissement du thermomètre, la région des recuits modérés; mais il la traverse assez rapidement pour que le résultat définitif de l'expérience soit le même que si ce point ne quittait pas la région des variations séculaires.*

Adoptons cette manière de voir. Il en résulte que si, au lieu de produire un refroidissement brusque de T_2 à T_0 durant la perturbation, nous maintenons quelque temps le thermomètre à la température inférieure T_3, nous devons produire un recuit; ce recuit est du même ordre que celui qui est obtenu dans une perturbation à la température T_3.

L'expérience ([2]) vient vérifier cette conséquence de l'hypothèse précédente. Nous avons fait suivre au thermomètre la suite des modifications suivantes :

Échauffement rapide à la température T_2;
Refroidissement rapide jusqu'à la température T_3;
Séjour à T_3;
Refroidissement rapide jusqu'à T_0;
Oscillations entre T_0 et T_1.

Nous avons ainsi obtenu un *recuit du même ordre* que celui qui résulte d'une *perturbation de la température* T_3 avec refroidissement jusqu'à la température T_0.

L'expérience que nous venons d'indiquer et dont les résultats sont des plus nets n'est *compatible qu'avec la forme adoptée pour la région des variations séculaires de la dureté;* comme, d'autre part, cette forme permet de rendre compte de toutes les particularités

---

([1]) L'expérience a montré que, notamment pour le cristal, l'existence de deux limites des limites est le cas le plus fréquent, lorsque $T_2 - T_3$ est d'environ 50° et que T_3 est peu élevé. Nous avons cependant obtenu une *limite des limites absolue* (Voir Thèse, p. 301-302).

([2]) Pour cette expérience capitale dans la question étudiée, voir Thèse, pages 318, 319 et 325.

d'expériences très nombreuses relatées dans notre Thèse, ***nous devons la considérer comme justifiée*** a posteriori ***par l'expérience même.***

Nous venons de montrer comment nous avons pu vérifier expérimentalement une des bases de la théorie proposée par M. Duhem pour rendre compte des modifications permanentes du verre et du déplacement du zéro des thermomètres. Nous avons discuté dans notre Thèse beaucoup d'autres faits présentés par le thermomètre, et nous avons montré comment l'application des principes théoriques permettait de rendre compte de quelques-uns des procédés empiriques utilisés par les constructeurs de thermomètres de précision; ce chapitre concernant la thermométrie de précision ne saurait être résumé ici en quelques lignes.

INTERRUPTEUR ÉLECTROLYTIQUE;

Par M. D'ARSONVAL (1).

Les hautes fréquences et la production des rayons X ont remis en honneur la bobine de Ruhmkorff. Pour ces deux usages, il faut des interrupteurs rapides, faisant donner d'une façon constante à la bobine le maximum de longueur de l'étincelle.

Les divers expérimentateurs ont repris à cet effet l'interrupteur Foucault, en le perfectionnant de façon que les interruptions se fassent au moyen d'un moteur ou de tout autre appareil mécanique. Malgré l'ingéniosité des moyens employés, les résultats ne sont pas encore satisfaisants, et l'on ne dépasse guère vingt à trente interruptions à la seconde.

M. Hospitalier a installé à l'École de Physique et de Chimie de la ville de Paris un dispositif dû à M. Wehnelt de Charlottenbourg, et qui semble réaliser l'idéal de l'interrupteur automatique.

Le dispositif du Dr Wehnelt ne comporte aucun organe de mouvement; l'interruption du courant est basée uniquement sur les phénomènes électrolytiques étudiés successivement par Davy, Planté, et surtout par MM. Violle et Chassagny (2).

---

(1) Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, séance du 27 février 1899.

(2) Voir VIOLLE et CHASSAGNY, *Comptes Rendus*, t. CVIII, p. 284; 1889; — et pour l'historique de la question: RAVEAU, *Eclairage électrique*, t. VI, p. 401; 1896.

Si dans un vase en plomb, plein d'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ par l'acide sulfurique, on plonge un fil de platine soudé à l'extrémité d'un tube de verre et correspondant au pôle positif d'une batterie d'accumulateurs de 40 à 110 volts (le pôle négatif étant relié au vase en plomb), le passage du courant fait rougir le fil de platine. Il se forme une gaine lumineuse autour de ce fil, et un bruit strident se produit.

Ce bruit semble indiquer que le courant passe d'une façon intermittente : en 1892, MM. Koch et Wüllner avaient prouvé, au moyen du téléphone, qu'il en est réellement ainsi.

M. Wehnelt, se basant sur ce fait, a eu l'idée d'intercaler, dans le circuit de la cuve électrolytique, le primaire d'une bobine d'induction, et il a vu que la cuve constituait le plus parfait et le plus simple des interrupteurs. J'ai répété avec un plein succès l'expérience que j'avais vue au laboratoire de M. Hospitalier. Avec 70 volts, une bobine de Ruhmkorff, dont j'avais enlevé le condensateur et l'interrupteur, m'a donné avec la cuve électrolytique des étincelles de 25 centimètres de longueur, sous la forme d'un trait de feu continu, de la grosseur d'un crayon. Le nombre des interruptions, d'après le son rendu et l'examen au miroir tournant, est d'au moins 1.700 par seconde.

Avec une petite bobine, donnant seulement 4 centimètres d'étincelle, le nombre des interruptions dépasse 3.000 à la seconde. Ce nombre dépend de la self de la bobine, des dimensions du fil de platine et de la tension du courant. Les résultats sont excellents avec un fil de platine de $0^{mm},7$ à $0^{mm},8$ de diamètre, dépassant le tube de verre de 18 à 22 millimètres environ, avec la bobine que j'emploie.

Avec ce dispositif, j'ai éclairé une ampoule de Crookes et obtenu des rayons de Röntgen doués d'une fixité et d'un pouvoir de pénétration qui ont beaucoup étonné M. Sagnac, témoin de l'expérience et bien habitué à ces phénomènes. Une radiographie de la main a été instantanée.

Employée sur un de mes appareils médicaux à haute fréquence, la même bobine a donné des résultats au moins dix fois plus énergiques que lorsque je m'en sers avec l'interrupteur Foucault.

Enfin j'ai eu l'idée de remplacer le courant continu provenant des accumulateurs par le courant alternatif du secteur de la rive gauche, à 110 volts. Dans ces conditions nouvelles, j'ai constaté que la bobine fonctionne également bien et, phénomène intéressant, elle

illumine l'ampoule de Crookes comme avec le courant continu, ce qui prouve que l'interruption du courant se fait dans un seul sens.

Le nouvel interrupteur est donc en même temps un séparateur de courants, condition précieuse pour la radiographie, qui se fera également bien avec le courant continu et avec le courant alternatif, sans rien modifier au matériel.

Mise en rapport avec un effluveur Berthelot, la bobine donne des quantités d'ozone incomparablement plus grandes qu'avec le trembleur ordinaire.

Le nouvel interrupteur permet donc d'obtenir facilement des ondes hertziennes régulières et puissantes; son emploi est tout indiqué pour la télégraphie sans fils.

La courbe d'interruption, examinée au réographe Abraham par M. Carpentier, montre qu'elle est très régulière et qu'il n'y a pas de temps perdu ni d'oscillations parasites.

Le meilleur tube interrupteur m'a semblé jusqu'à présent être un tube à essai en verre mince, dont le fond est traversé par le fil de platine, *soudé en paroi mince*, et noyé dans le mercure. La porcelaine également essayée m'a donné de moins bons résultats, comme durée et comme régularité. J'ai pu remplacer l'eau acidulée par une solution de potasse; l'interrupteur marche également bien et a l'avantage de pouvoir être construit en fer.

Le mécanisme de l'interruption me semble être le suivant : par le passage du courant, la pointe de platine rougit à blanc, il y a aussitôt caléfaction, il se forme une gaine de vapeur qui isole l'électrode du liquide et arrête le courant. La vapeur se condense au sein du liquide froid, le courant se rétablit, et le phénomène recommence. La preuve en est que l'interrupteur ne fonctionne plus, aussitôt que l'eau acidulée arrive vers 90° C. et que la vapeur ne peut plus se condenser.

Il se dégage également, autour de la pointe de platine, un mélange tonnant d'hydrogène et d'oxygène. Ce dégagement est dû à la dissociation de l'eau par le platine porté au blanc.

Cela explique également pourquoi l'interruption du courant alternatif ne se fait que dans un sens. Quand la pointe de platine est positive, elle rougit plus vite que lorsqu'elle est négative. En admettant que, même dans ce dernier cas, il y ait interruption, comme cette interruption se fait beaucoup plus lentement, elle donne naissance à un courant induit de bien moindre tension, qui ne peut

franchir la résistance opposée par l'air ou le tube de Crookes à la décharge.

Quoi qu'il en soit, le nouveau dispositif, par sa simplicité, sa régularité, la suppression du condensateur et de tout interrupteur mécanique, rend l'emploi de la bobine de Ruhmkorff possible dans bien des cas. La construction de cette dernière devra évidemment subir des modifications, pour l'adapter à ce nouveau mode d'interruption. Ces modifications devront porter sur sa forme, ses dimensions, et surtout sur la nature de l'isolant; comme la bobine donne, avec ce dispositif, des courants analogues aux courants à haute fréquence, il y aura lieu de recourir, comme pour ces derniers, à un isolant liquide ou tout au moins pâteux.

SUR LES DÉFORMATIONS ÉLASTIQUES DES VASES ÉPAIS;

Par M. P. SACERDOTE.

Dans un article précédent (1), j'ai montré qu'on peut obtenir par des calculs *très simples* la déformation qu'éprouve un vase sphérique ou cylindrique infiniment mince, lorsqu'il est soumis à des pressions différentes sur les deux faces.

Je vais maintenant montrer qu'au moyen de ces formules obtenues pour les vases minces il est très facile d'obtenir celles qui donnent la déformation du vase de même forme, d'épaisseur quelconque.

I. — Vase sphérique.

Soient R et R′ les rayons intérieurs et extérieurs; P, P′ les pressions qui s'exercent sur les faces interne et externe; — considérons une tranche sphérique infiniment mince, A, comprise avant la déformation entre les rayons r et $(r + dr)$; — après la déformation elle sera limitée aux rayons $(r + \rho)$ et $(r + \rho + dr + d\rho)$ et sera soumise sur ses deux faces s, s', à des pressions p et $p + dp$; p et ρ étant des fonctions de r, appliquons à cette tranche infiniment mince,

(1) Sur les déformations élastiques des vases minces : *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 516; 1898.

A, les formules établies précédemment ; nous aurons :

$$(1)\qquad \left(\frac{\rho}{r}\right) = -a(1-2\sigma)\,p - a\,\frac{1-\sigma}{2}\,r\,\frac{dp}{dr},$$

$$(2)\qquad \left(\frac{d\rho}{dr}\right) = -a(1-2\sigma)\,p + a\sigma r\,\frac{dp}{dr},$$

où a désigne le coefficient d'allongement longitudinal de la substance, et σ le coefficient de Poisson.

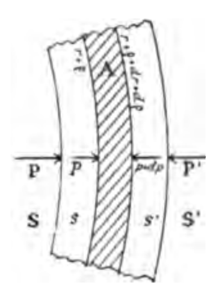


Fig. 1.

En éliminant ρ et $\left(\frac{d\rho}{dr}\right)$ entre ces deux équations, on obtient :

$$\frac{d^2p}{dr^2} = -\frac{4}{r}\frac{dp}{dr},$$

ce qui donne en intégrant et d'après les conditions limites : $p = \mathrm{P}$ pour $r = \mathrm{R}$, et $p = \mathrm{P}'$ pour $r = \mathrm{R}'$:

$$(3)\quad p = \frac{\mathrm{R}^3\mathrm{R}'^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3}(\mathrm{P} - \mathrm{P}')\,\frac{1}{r^3} + \frac{\mathrm{P}'\mathrm{R}'^3 - \mathrm{P}\mathrm{R}^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3};$$

et

$$(4)\quad \rho_r = a\,\frac{1+\sigma}{2}\,\frac{\mathrm{R}^3\mathrm{R}'^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3}(\mathrm{P} - \mathrm{P}')\,\frac{1}{r^2} - a(1-2\sigma)\,\frac{\mathrm{P}'\mathrm{R}'^3 - \mathrm{P}\mathrm{R}^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3}\,r;$$

en faisant successivement $r = \mathrm{R}$ et $r = \mathrm{R}'$ et en désignant ρ_{R} et ρ_{R}' par $\Delta\mathrm{R}$ et $\Delta\mathrm{R}'$, on a :

$$(\mathrm{I})\quad \begin{cases} \left(\dfrac{\Delta\mathrm{R}}{\mathrm{R}}\right) = -a(1-2\sigma)\,\mathrm{P} + a\,\dfrac{1-\sigma}{2}\,\dfrac{3\mathrm{R}'^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3}(\mathrm{P} - \mathrm{P}'), \\[2ex] \left(\dfrac{\Delta\mathrm{R}'}{\mathrm{R}'}\right) = -a(1-2\sigma)\,\mathrm{P}' + a\,\dfrac{1-\sigma}{2}\,\dfrac{3\mathrm{R}^3}{\mathrm{R}'^3 - \mathrm{R}^3}(\mathrm{P} - \mathrm{P}'); \end{cases}$$

ce sont bien là les formules auxquelles conduirait la théorie générale de l'élasticité.

II. — Vase cylindrique.

Mêmes notations que pour le vase sphérique ; en outre, l désignera la longueur du cylindre, et P″ la pression sur les bases.

Ne nous occupons pas, pour l'instant, de la pression P″ ; les formules du cylindre infiniment minces nous donnent alors :

$$\left\{\begin{aligned} \frac{\rho}{r} &= -a(1-\sigma)p - ar\frac{dp}{dr}, \\ \frac{d\rho}{dr} &= -a(1-\sigma)p + a\sigma r\frac{dp}{dr}; \end{aligned}\right.$$

d'où l'on déduit comme précédemment :

$$\frac{d^2p}{dr^2} = -\frac{3}{r}\frac{dp}{dr},$$

et avec les conditions limites $p = \mathrm{P}$ pour $r = \mathrm{R}$, et $p = \mathrm{P}'$ pour $r = \mathrm{R}'$:

$$\left\{\begin{aligned} p &= \frac{\mathrm{R}^2\mathrm{R}'^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}(\mathrm{P}-\mathrm{P}')\frac{1}{r^2} + \frac{\mathrm{P}'\mathrm{R}'^2-\mathrm{P}\mathrm{R}^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}; \\ &\text{et} \\ \rho_r &= a(1+\sigma)\frac{\mathrm{R}'^2\mathrm{R}^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}(\mathrm{P}-\mathrm{P}')\frac{1}{r} - a(1-\sigma)\frac{\mathrm{P}'\mathrm{R}'^2-\mathrm{P}\mathrm{R}^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}r; \end{aligned}\right.$$

en faisant successivement $r = \mathrm{R}$ et $r = \mathrm{R}'$, et en désignant ρ_{R} par $\Delta\mathrm{R}$ et $\rho_{\mathrm{R}'}$ par $\Delta\mathrm{R}'$, on obtient :

$$\left(\frac{\Delta\mathrm{R}}{\mathrm{R}}\right) = -a(1-\sigma)\mathrm{P} + a\frac{2\mathrm{R}'^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}(\mathrm{P}-\mathrm{P}'), \tag{5}$$

$$\left(\frac{\Delta\mathrm{R}'}{\mathrm{R}'}\right) = -a(1-\sigma)\mathrm{P}' + a\frac{2\mathrm{R}^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}(\mathrm{P}-\mathrm{P}'). \tag{6}$$

Enfin la formule d'allongement du cylindre infiniment mince

$$\frac{\Delta l}{l} = 2a\sigma p + a\sigma r\frac{dp}{dr},$$

donne en tenant compte des valeurs de p et $\frac{dp}{dr}$ ci-dessus :

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right) = 2a\sigma\frac{\mathrm{P}'\mathrm{R}'^2-\mathrm{P}\mathrm{R}^2}{\mathrm{R}'^2-\mathrm{R}^2}. \tag{7}$$

Il faut maintenant ajouter à ces déformations (5), (6), (7) celles qui résultent de la pression P″ sur les bases (l'effet est le même que sur une tige pleine); nous aurons donc finalement :

$$\text{(II)}\quad \begin{aligned} \left(\frac{\Delta R}{R}\right) &= -a(1-\sigma)\,P + a\frac{2R'^2}{R'^2-R^2}(P-P') + a\sigma P'', \\ \left(\frac{\Delta R'}{R'}\right) &= -a(1-\sigma)\,P' + a\frac{2R^2}{R'^2-R^2}(P-P') + a\sigma P'', \\ \left(\frac{\Delta l}{l}\right) &= +2a\sigma\frac{P'R'^2-PR^2}{R'^2-R^2} - aP''. \end{aligned}$$

Ce sont bien là les formules que l'on obtient pour le cylindre en appliquant la théorie générale de l'élasticité.

SUR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES;

Par M. E. PERREAU.

Je veux montrer ici que la supériorité de la méthode des *Coïncidences* sur celle des *Passages* n'est pas, comme on le dit souvent, de dispenser l'observateur de compter le nombre des oscillations du pendule, mais de réduire beaucoup la durée de l'expérience nécessaire pour obtenir une approximation donnée. Il semble bien, d'après un passage d'un article de M. Defforges (1), que le résultat auquel j'arrive soit connu; mais je n'en ai vu aucune démonstration, ni même aucun énoncé précis. Je dois ajouter que je n'ai pu avoir l'article de Mairan (2).

Dans la méthode des *Passages* on observe la superposition de l'image d'un repère tracé sur le pendule et d'un réticule de lunette: on fait osciller le pendule pendant un temps T donné par un chronomètre. On note, au commencement et à la fin de l'expérience, les durées k et k' de petits nombres n et n' de passages. On a ainsi une première valeur approchée $\theta = \frac{1}{2}\left(\frac{k}{n} + \frac{k'}{n'}\right)$ de la durée de l'oscillation. Le nombre entier le plus voisin du quotient $\frac{T}{\theta}$ donne le nombre N d'oscillations du pendule pendant le temps T, et la durée vraie de l'oscillation est $\frac{T}{N} = t$.

---

(1) *J. de Phys.*, t. VII, 1888; p. 471, 3e ligne.
(2) *Gehlers' Physikalische Wörterbuch.* — Article Pendel.

Dans l'appréciation de T, le moment du passage de l'image du repère sur le fil du réticule est noté avec une erreur personnelle évaluée à 0,1 de seconde environ. Au début et à la fin de l'expérience, la vitesse du repère n'étant pas la même, on ne peut espérer que les deux erreurs se détruisent. T est, par suite, connu avec une erreur absolue de 0,2 seconde, et si le pendule bat sensiblement la seconde, l'erreur relative sur t est $\frac{0,2}{N}$, *en raison inverse du nombre d'oscillations effectuées pendant le temps* T.

Dans la méthode des coïncidences, il faut distinguer ce que M. Bichat ([1]) a appelé la coïncidence mathématique, et ce qu'on peut appeler la coïncidence physique.

En fait, il y a coïncidence physique quand l'angle sous lequel on voit la distance des repères de l'horloge et du pendule est inférieur à la pénétration de l'œil ou de l'objectif de la lunette avec laquelle on regarde, c'est-à-dire lorsque, le premier pendule passant à la verticale, le second en est à une distance inférieure à une fraction α de l'oscillation. Il y aura donc coïncidence non seulement au moment de la coïncidence mathématique, mais à des passages antérieurs et postérieurs dont le nombre h sera déterminé par la condition que l'angle sous lequel on voit la distance des repères correspondante à $h\alpha$ soit inférieur à la pénétration de l'œil ou de l'objectif de la lunette. Le nombre d'oscillations de l'horloge, effectuées dans l'intervalle de deux coïncidences mathématiques, sera donc le nombre N enregistré entre les deux coïncidences physiques, augmenté ou diminué de $2h\alpha$. Il sera $N \pm 2h\alpha$.

D'après la théorie de la méthode ([2]), le second pendule effectuera dans le même temps : $N \pm 2h\alpha + 2k$, k étant le nombre de coïncidences.

Et la durée de l'oscillation du pendule est :

$$t = \frac{N \pm 2h\alpha}{N \pm 2h\alpha + k}.$$

Faisons $k = 1$, et remarquons que les erreurs sur le numérateur et le dénominateur sont *nécessairement de même sens*. L'erreur relative du quotient, égale à la différence des erreurs relatives des deux termes de la fraction, est sensiblement $\frac{2h\alpha}{N^2}$, et si la durée de l'oscil-

([1]) ([2]) *J. de Phys.*, 1re série, t. III, p. 369 ; 1874.

lation du pendule est sensiblement la seconde, l'erreur relative sur t est aussi $\frac{2h\alpha}{N^2}$, *en raison inverse du carré du nombre des oscillations* indiqué par l'horloge entre les deux coïncidences considérées.

De sorte que, pour avoir la même approximation sur la durée d'oscillation du pendule, l'expérience durera bien moins longtemps qu'avec la méthode des Passages.

Exigeons, par exemple, une approximation égale à celle de la détermination de la seconde, soit 0,000001.

Dans la méthode des Passages, le pendule devra osciller pendant un temps égal à 200.000 secondes, c'est-à-dire pendant près de deux jours. C'est tout à fait impossible.

Prenons, au contraire, la méthode des Coïncidences.

Borda, par exemple, appréciait le moment de la coïncidence à 30 secondes près : $2h\alpha = 60^s$. La durée nécessaire de l'expérience donnée par $\frac{60}{N^2} = 0{,}000001$, donne $N = 8.000$ secondes, ce qui ne porte qu'à deux heures et demie la durée nécessaire de l'expérience.

Depuis Borda, les nombreux physiciens qui se sont occupés de cette question ont d'ailleurs apprécié plus exactement le moment de la coïncidence et, par suite, réduit la durée de l'expérience. M. Lippmann a indiqué notamment un dispositif qui permet d'apprécier la coïncidence à 1/100 de seconde près. La durée nécessaire de l'expérience n'est plus alors que deux minutes et demie environ.

RELATION ENTRE LES LOIS CARACTÉRISTIQUES DES GAZ PARFAITS;

Par M. M. GERRIT BAKKER.

J'ai montré antérieurement [1] que *chacune* des trois lois caractéristiques des gaz parfaits est une conséquence des deux autres. Récemment M. Carré a remarqué que, si un gaz suit la loi de Joule, il n'est pas nécessaire qu'il suive les deux autres lois [2] ; cela est une

(1) GERRIT BAKKER, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 152; 1898.
(2) F. CARRÉ, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 718 ; 1898.

conséquence évidente de mes trois équations :

$$(1) \qquad pv = f_1(T) \quad \text{Loi de Mariotte;}$$
$$(2) \qquad \varepsilon = f_2(T) \quad \text{Loi de Joule;}$$
$$(3) \qquad \varepsilon + pv = f_3(T) \quad \text{Loi de Gay-Lussac;}$$

car l'équation (2) à elle seule n'entraîne pas les équations (1) et (3).

J'avais d'ailleurs fait une remarque analogue dans une autre Recueil [1].

Je dis qu'il est un peu artificiel de considérer l'une des relations (1), (2), (3) comme absolument indépendante des deux autres. Considérons, en effet, un gaz obéissant à la loi de Mariotte :

$$pv = f_1(T);$$

on aura :

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p = T\frac{f'_1(T)}{v} - p = \frac{Tf'_1(T) - f_1(T)}{v};$$

d'où, en intégrant :

$$\varepsilon = \{Tf'_1(T) - f_1(T)\} Lv + \varphi(T).$$

Cette expression montre que, pour un gaz qui obéit à la loi de Mariotte sans obéir à la loi de Joule, *l'énergie à température constante croît indéfiniment avec le volume.* Cette conséquence, qui est en accord avec ce que nous savons des gaz *réels*, est en contradiction avec notre conception des gaz *parfaits;* tant qu'on ne changera pas cette conception, il sera impossible de séparer la loi de Joule de la loi de Mariotte, et la loi de Gay-Lussac s'ensuivra.

DÉMONSTRATION DU PRINCIPE D'ARCHIMÈDE POUR LES GAZ [2] ;

Par M. P. MÉTRAL.

On prend deux ballons A et B (*fig.* 1) de 1 litre chacun, on les suspend l'un au-dessous de l'autre et on fait la tare.

B plonge dans un vase où l'on fait arriver CO^2, la balance penche du côté taré. On remplit A avec CO^2, par un tube qui ne touche pas le ballon. La balance revient au zéro. L'expérience est très nette,

(1) GERRIT BAKKER, *Zeitsch. für Phys. Chemie;* 1895 et 1896.

(2) Voir sur ce sujet l'article de M. Terquem, *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 29; 1883.

car la sensibilité des balances ordinaires est de 1 centigramme; or la poussée pour 1 litre est supérieure à 0^{gr},70. L'expérience peut être en quelque sorte renversée.

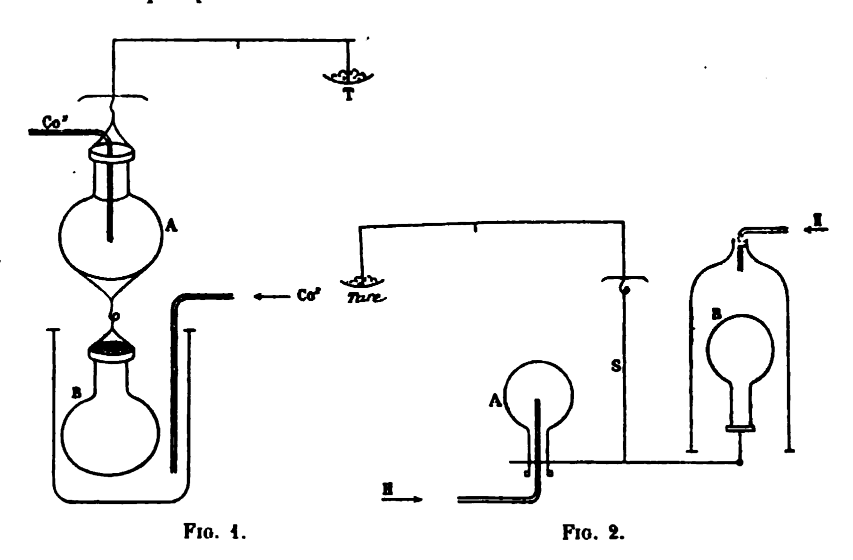


Fig. 1. Fig. 2.

On suspend à l'un des plateaux un support en bois S (*fig.* 2), muni de deux pinces (supports de chimie) portant les deux ballons égaux. On tare : B est dans une cloche où l'on fait arriver hydrogène ou gaz d'éclairage. La balance penche du côté du ballon. On ramène au zéro, en remplissant A du même gaz.

H. DU BOIS. — Einige neuere electromagnetische Apparate (Quelques nouveaux appareils d'électro-magnétisme). — *Verhandl. der Physik. Ges. zu Berlin*, XVI Jahrg., p. 97; 1898.

L'auteur décrit quelques perfectionnements apportés à ses appareils, construits en 1892 (1).

Balance magnétique (2). — Elle se compose essentiellement d'un pont semi-circulaire en fer, oscillant autour d'un couteau excentrique; ses extrémités planes sont placées en regard de deux arma-

(1) Voir Du Bois, *Magnetische Kreise*, Julius Springer, Berlin, 1894.
(2) *Elektrot. Zeitschrift.*, t. XIII, p. 573; 1892.

tures reliées par le barreau à étudier, entouré lui-même d'une bobine qui permet de faire varier le champ magnétisant jusqu'à environ 300 C. G. S.; l'attraction qui s'exerce entre les armatures et les extrémités du pont tend à produire un mouvement de bascule, à cause de l'inégalité des bras de fléau. On compense cette action en déplaçant un poids sur une règle divisée. L'appareil est réglé de manière que la division où on doit placer le poids indique immédiatement l'aimantation. La section du barreau d'étude a été diminuée (de 1^{cm^2} à $0^{cm^2},5$); par contre, la section du pont a été augmentée; il résulte de ces modifications un facteur démagnétisant plus faible. A l'appareil est joint un barreau étalon qui permet de contrôler ses indications.

Électro-aimant (1). — Le modèle primitif pesait 270 kilogrammes et exigeait une puissance de 5 kilowatts; on a réduit dans le nouveau modèle les dimensions au $\frac{1}{10}$ des dimensions primitives, et obtenu ainsi un appareil pesant 125 kilogrammes, exigeant environ $1^{kw},5$, et permettant d'atteindre des champs à peu près de même valeur limite que le premier.

Galvanomètres protégés. — L'auteur y applique les écrans bilamellaires sphériques ou cylindriques qu'il a étudiés dans son mémoire « Magnetic Shielding » (2).

Ch. Maurain.

H. DU BOIS. — Die moderne Theorie des Magnetismus (Sur la théorie moderne du magnétisme). — *Elektrotechn. Zeitschrift*, heft 47, 1898.

M. du Bois résume les essais de théorie qu'on a faits jusqu'ici sur le magnétisme; le problème ne peut encore être traité mathématiquement d'une manière complète, puisque, même en faisant abstraction de l'hystérésis, on ne connaît pas la fonction $B = \varphi(H)$ reliant l'induction magnétique au champ. On peut cependant, en partant de considérations simples, chercher à traiter des questions pratiques, telles que l'étude des courbes caractéristiques des dynamos; on arrive à des résultats théoriques éloignés sans doute des résultats

(1) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 537; 1894.
(2) *The Electrician*, t. XL et XLII, 1898; — *Wied. Ann.*, t. LXIII et LXV; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 308, 539 et 560; 1898.

expérimentaux; mais, en se plaçant dans des conditions simples, on peut déduire de la comparaison des résultats certaines causes d'erreur, les corriger et arriver ainsi à des considérations théoriques se rapprochant de plus en plus de la vérité. L'auteur rend hommage aux travaux de M. J. Hopkinson, qui ont le plus contribué à faire avancer cette méthode synthétique.

Ch. Maurain.

Ed. von STACKELBERG. — Ueber Lösungs- und Verdünnungswärmen (Sur les chaleurs de dissolution et de dilution). — *Zeitschrift für physik. Chemie*, XXVI, 3; 1898.

Soit une dissolution contenant v molécules de sel pour 100 molécules d'eau; l'addition d'une quantité δv de sel est accompagnée d'une absorption de chaleur $\lambda_v \delta v$ (1), ou encore l'addition d'une quantité δN d'eau à une solution contenant 1 molécule de sel pour N molécules d'eau est accompagnée d'une absorption de chaleur $\varphi_N \delta N = \Phi_N^{N+\delta N}$ (chaleur de *dilution*). — λ_v est directement accessible à l'expérience; et on en peut déduire soit φ_N, soit L_N, chaleur de dissolution de 1 molécule de sel dans N molécules d'eau; on peut en déduire même λ_e et λ_s, valeurs de λ pour une solution infiniment étendue et pour une solution saturée, par une faible interpolation, pourvu que la dissolution de l'excès de sel dans la solution ne soit pas trop lente, auquel cas les causes d'erreur expérimentale prennent trop d'importance.

Pour les sels suivants : ClO^3K, ClO^4K, $(AzO^3)^2Ba$, $Cr^2O^7K^2$, KCl, AzO^3Na, etc., et pour le sucre de canne sur lequel ont porté les mesures, λ va en décroissant quand la concentration augmente. Les chaleurs de dilution sont positives pour tous ces corps, sauf pour le sucre. Entre L_N pour $N = 200$ et L_∞ calculé par extrapolation, il y a une différence variant de 5 à 15 0/0, nulle pour AzH^4Cl.

La chaleur de dilution $\Phi_{N_1}^{N_2}$, absorbée quand on porte le nombre de molécules d'eau de N_1 à N_2, a diverses origines :

1° $Q_{N_1}^{N_2}$ chaleur *absorbée* par la variation de pression intérieure dans les molécules par addition d'eau (diminution dans les N_1 primitives, augmentation dans les $N_2 - N_1$ ajoutées) (2).

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 33; 1897.

(2) La différence de *pression intérieure*, $p = \Delta K^N$, entre une solution de M grammes de sel dans $N \times 18$ grammes d'eau, et de l'eau pure, peut être définie par la pression extérieure qu'il faudrait exercer sur le dissolvant pour que ses propriétés (compressibilité, coefficient de dilatation, etc.) devinssent identiques à celles de la solution $M + NH^2O$ (Tammann, *Zeitschrift*, XI, 676).

2° $\Delta a.q$, chaleur absorbée par la dissociation de Δa molécules du corps dissous. Dans bien des cas, on peut se borner à ces deux termes ;

3° Chaleur absorbée par la diffusion ; elle n'est pas nulle dans le cas du sucre, par exemple ;

4° H, chaleur absorbée par la décomposition qui pourrait se produire sous l'action de l'eau.

L'auteur trouve que les chaleurs de dilution de toutes les solutions aqueuses décroissent quand la température s'élève ; la chaleur de dissolution L, et de même les chaleurs de dissolution partielle, diminuent quand la température s'élève, jusqu'à une certaine valeur de la concentration (qui n'est pas la même pour L et pour λ), à partir de laquelle ces quantités peuvent augmenter [1].

La formule de Van Laar montre que, si λ_s s'annule pour une certaine température en passant du négatif au positif, la solubilité passe par un minimum ; elle passe par un maximum, si le changement de signe de λ_s se fait en sens contraire. On a vérifié le fait sur le butyrate de calcium, qui a un minimum de solubilité vers 40°, λ_s s'annulant vers 30°.

On arrive à cette conclusion générale que, tant que la courbe de solubilité tourne son côté convexe du côté de l'axe des températures, il n'y a pas de changement dans la nature du corps ; car tout changement est accompagné d'un phénomène calorifique qui entraîne une variation brusque de λ (SO^4Na^2). Le sens de la rotation de la tangente à la courbe de solubilité, pour des variations discontinues de λ, est toujours, comme l'a indiqué M. Le Chatelier, le sens des aiguilles d'une montre.

L. Chair.

MACALUSO et CORBINO. — Supra una nuova azione che la luce subisce attraversando alcuni vapori metallici in un campo magnetico (Sur une nouvelle action subie par la lumière qui traverse certaines vapeurs métalliques dans un champ magnétique). — *Rend. Lincei*, sér. 5, VII, 293 ; 20 nov. 1898.

Si un faisceau de lumière blanche polarisée rectilignement traverse une flamme très riche en vapeurs de sodium ou de lithium, dans un champ magnétique, parallèlement aux lignes de force du

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, 34 ; 1897 (exemple du chlorure de sodium).

champ, cette lumière subit une action différente de celle qu'a signalée Zeemann.

Les auteurs ont employé une flamme contenant du bromure de sodium placé entre les pôles d'un électro-aimant de Kirchhoff. Le faisceau polarisé qui l'a traversée est reçu sur un analyseur, puis sur un réseau de Rowland et examiné après réflexion sur une lunette à réticule. On s'arrange pour que les deux raies D aient une largeur d'environ un tiers de la distance de leurs axes. Ces raies sont, avant le passage du courant, terminées par un dégradé de chaque côté.

Si on fait passer le courant qui donne un champ de 4.000 à 4.500 C. G. S., les deux nicols étant parallèles, on voit chaque raie se border des deux côtés d'une petite ligne obscure, nette, suivie en dehors d'une bande claire, puis d'une bande obscure dégradée. Leur distance est, pour chaque raie, proportionnelle à la largeur de celle-ci.

Avec les nicols à l'extinction, on a l'aspect complémentaire. Dans de bonnes conditions d'expérience, on peut même obtenir dans ce cas de la lumière dans toute la région comprise entre les deux raies, et on y voit alors, avec la lumière solaire, se détacher les raies de Frauenhofer.

Le phénomène ne change pas par l'inversion du champ magnétique. Il cesse si on supprime le polariseur.

Si l'angle des nicols n'est ni 0 ni 90°, le phénomène change, mais on voit toujours une succession de bandes claires et obscures; mais le sens du courant influe sur la répartition et d'autant plus que l'angle des deux nicols est plus voisin de 45°.

En faisant tourner l'analyseur, les bandes se déplacent à peu près comme le feraient celles qu'on obtient en mettant entre deux nicols un quartz perpendiculaire à l'axe. Mais, au lieu de marcher toutes deux dans le même sens, elles semblent sortir de chacune des raies D ou y rentrer. Le sens de leur déplacement dépend à la fois du sens de la rotation de l'analyseur et de celui du courant.

Ces phénomènes peuvent s'expliquer en admettant que la lumière du sodium fasse tourner le plan de polarisation de certaines radiations. La rotation serait nulle pour les radiations distantes des raies D de plus des deux tiers de la direction de leurs axes. En s'en rapprochant, la rotation serait la même à une même distance de chaque côté de l'axe d'une des raies. Sur le bord des raies elle

atteindrait 270°. En admettant ces hypothèses, les phénomènes décrits plus haut s'expliquent facilement.

A. Gallotti.

W. VOIGT. — Zur Theorie der von den Herren Macaluso und Corbino entdeckten Erscheinungen (Théorie du phénomène découvert par MM. Macaluso et Corbino). — *Nachr. der K. Gesellsch. der Wiss. zu Gottingen*, 26 nov. 1898.

— Doppelbrechung von in Magnetfeld befindlichen Natriumdampf in der Richtung normal zu den Kraftlinien (Double réfraction produite dans le sens normal aux lignes de force par des vapeurs de sodium dans un champ magnétique). — *Ibid.*

Application au phénomène précédent de la théorie publiée antérieurement sur le phénomène de Zeeman et de Faraday.

La double réfraction avait été prévue théoriquement par Voigt. Elle a été constatée, d'un autre côté, par MM. Macaluso et Corbino. M. Voigt a fait avec le professeur Wiechert des recherches pratiques qui l'ont conduit à un résultat absolument conforme à la théorie (1).

A. Gallotti.

O. CORBINO et F. CANIZZO. — Sulla variazone della costante dielettrica del caoutchouc per la trazione (Sur la variation de la constante diélectrique du caoutchouc par la traction). *Rend. Lincei*, série 5, VII, 2e sem., p. 286; 20 nov. 1898.

Les expériences ont été faites en appliquant la méthode d'un des auteurs pour le verre étiré (2).

Ils ont trouvé que cette constante varie d'une façon notable avec la traction perpendiculaire au champ. Ses variations sont, dans les limites des expériences, proportionnelles au poids tenseur et à la déformation de la lame de caoutchouc. Si cette substance prend une structure anisotrope, comme cela résulte de la double réfraction accidentelle de la lumière observée par Bierken (3), la grande variation observée rend probable une double réfraction sensible pour les ondes électriques. Les auteurs se réservent d'entreprendre des recherches à ce sujet.

En terminant, M. Corbino défend sa méthode, critiquée par

---

(1) Sur la question, voyez aussi : Cotton, *Comptes Rendus*, 5 décembre 1898 et 30 janvier 1899.

(2) O. Corbino, « Ricerche sulla variazione della costante dielettrica per la trazione del coibente. » *Riv. sc. ind.*, 8-9 ; 1898 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, VII, p. 418 ; 1898.

(3) *Wied. Ann.*, XLIII, p. 806.

M. Ercolini [1] en la rapprochant d'expériences classiques de Gordon et de Lecher.

A. GALLOTTI.

S. LUSSANA. — **Influenza della temperatura sul coefficiente di trasporto degli ioni (Influence de la température sur le coefficient de transport des ions).** — *Atti del R. Ist. Veneto*, IX, 7 juin 1898.

Répondant à une note de M. Campetti [2], M. Lussana revient sur les divergences que présentent les travaux de Bein (*Wied. Ann.*, XLVI, 29; 1892) et de Campetti (*Atti della R. Acc. di Torino*, XXXII, juin 1897 ; — *Riv. sc. ind.*, *loc. cit.*) avec la loi qu'il a énoncée sur la variation proportionnelle du coefficient de transport et de la température [3].

Il constate que Gordon [4] n'a pu employer la méthode de Bein, comme impropre pour le but à atteindre, et que l'on peut faire concorder ses résultats sur les sels de calcium avec la loi indiquée.

De plus, W. Duane [5], dans ses recherches sur les piles thermoélectriques électrolytiques, a été conduit à trouver que le coefficient n satisfaisait à cette loi dans de faibles limites de température.

M. Lussana a d'ailleurs refait à ce sujet deux séries d'expériences. Dans la première méthode, qui est directe, une solution de sulfate de cuivre placée dans une série de tubes en U est traversée par un courant mesuré par un voltamètre à azotate d'argent. Les solutions des tubes étaient ensuite analysées en cherchant leur densité au moyen d'un dilatomètre très juste étudié à l'avance.

Dans la seconde méthode, il a comparé les forces électromotrices de deux éléments à concentration du type :

$$Cu \mid (SO^4Cu + mH^2O) \mid (SO^4Cu + m_1H^2O) \mid Cu$$

et

$$Hg \mid SO^4Hg^2 \mid (SO^4Cu + mH^2O) \mid (SO^4Cu + m_1H^2O) \mid SO^4Hg^2 \mid Hg,$$

et il a déduit n des formules données par Nernst [6].

---

(1) *Rend. Lincei*, série VII, 7.
(2) *Riv. sc. ind.*, t. XXIX, p. 317, déc. 1897.
(3) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 425; juillet 1898.
(4) *Zeit. f. Ph. Ch.*, t. XXIII, p. 469; 1897.
(5) *Wied. Ann.*, t. LVX, p. 374; 1898.
(6) *Zeit. für ph. Ch.*, 4, 129; 1889. Voici cette formule de Nernst qui joue un rôle capital dans les travaux d'électro-chimie allemands. Elle donne la différence de potentiel E entre deux solutions d'un même électrolyte, inégalement concen-

M. Lussana en conclut que le coefficient de transport des ions ne tend pas, comme le voudraient Bein et Campetti, vers une limite fixe, mais varie, dans les limites observées, proportionnellement à la température, pour le sulfate de cuivre et probablement pour beaucoup d'autres électrolytes.

A. GALLOTTI.

E. VILLARI. — Dell'azione dei tubi opachi sui raggi X (De l'action des tubes opaques sur les rayons X). — *Rend. Lincei*, sér. 5, VII, 8, p. 225; 17 avril 1898.

— Come i tubi scemano la virti scaricatrice dei raggi X (Comment les tubes diminuent le pouvoir de décharge des rayons X). — *Rend. Lincei*, sér. VII, 2e sér., p. 261 ; nov. 1898.

— Su una nota del professor de Heen dell' Universita del Liegi dal titolo : « Quelques observations sur les radiations infra-électriques et sur les expériences de M. Villari » (Sur une note du professeur de Heen, de l'Université de Liège, intitulée: Quelques, etc.). — *Rend. Lincei*, sér. 5, VII, 2e sér., p. 272; 20 nov. 1898.

— Le ombre dei raggi X studiate con la fotografia (Les ombres des rayons X étudiées par la photographie). — *Rend. Lincei*, sér. 5, VII, 11, p. 291; 1898.

Continuant ses recherches antérieures ([1]), M. Villari étudie les propriétés de décharge des rayons X, qui viennent frapper un élec-

---

trées ; u et v étant les vitesses des deux ions, P_1 et P_2 les pressions osmotiques propres à l'un des deux ions, dans les deux solutions (les pressions osmotiques propres à l'autre ion sont les mêmes, d'après les lois de Van t'Hoff), et T la température absolue, on a, en volts :

$$E = \frac{u - v}{u + v} \cdot 0,860\, T . \overline{10}^4 \ \log \text{nep.} \frac{P_1}{P_2}.$$

On obtient cette formule en calculant les travaux virtuels dépensés par le passage d'un atome-gramme de chacun des ions d'une solution dans l'autre ; le volume moléculaire et la pression osmotique sont changés ; il y aurait compensation si les deux ions se déplaçaient avec la même vitesse en sens opposés, $u = v$; mais ce n'est pas là le cas général. Ce passage d'un ion à travers la paroi poreuse ou le tube capillaire qui sépare les deux solutions est réversible, s'il est produit sous l'influence d'un courant. La paroi, qui peut être une paroi poreuse ordinaire, acquiert, si elle fait partie d'une pile, une semi-perméabilité exceptionnelle, qui permet d'appliquer à ce cas les raisonnements relatifs aux phénomènes osmotiques.

Le rapport $\frac{P_1}{P_2}$ se déduit de la connaissance des conductibilités moléculaires des deux solutions, d'après les formules de Kohlrausch. Le rapport $\frac{u - v}{u + v}$ se déduit des nombres de transport d'Hittorf. L'accord entre le calcul et l'expérience est assez satisfaisant. B. B.

([1]) *Rendiconti dei Lincei*, 15 juillet 1896 ; — *J. de Phys.*, VII, 37, 286, 418 ; 1898.

troscope en suivant l'intérieur d'un tube opaque pour ces rayons. Ces expériences mettent en lumière l'influence de l'air rencontré par les rayons. En interposant, par exemple, une plaque de plomb entre un tube de Crookes et un électroscope, on empêche la décharge; mais elle se produit de nouveau si on envoie sur l'électroscope avec un éventail l'air traversé par les rayons X. M. Villari place un électroscope dans l'ombre d'une épaisse plaque de plomb et en entourant son bouton d'un tube ouvert à un bout et dont l'ouverture est tournée vers le focus. Quand ce tube n'est pas placé, l'électroscope se décharge rapidement, quoiqu'à l'ombre des rayons X. La décharge devient bien plus lente en plaçant autour du bouton un tube de plomb communiquant avec le sol. Des tubes d'aluminium, de carton ou de toile métallique, produisent aussi des ralentissements, mais plus faibles.

M. Villari a ensuite étudié le cas d'un tube de zinc semblable aux précédents, mais *isolé*. Dans ces conditions, la décharge, qui se fait d'abord assez vite, devient bientôt beaucoup plus lente, phénomène qu'il avait déjà observé (1) et que lord Kelvin a aussi signalé (*Nature*).

Il en donne l'explication suivante : le bouton de l'électromètre étant chargé négativement, le tube qui l'entoure se charge par influence à l'intérieur. Cette dernière charge est rapidement dispersée par les rayons X, et, l'électricité positive agissant seule sur l'électromètre, son écart diminue rapidement. Quand toute l'électricité négative du tube est disparue, il n'y a plus pour modifier les conditions que l'action des rayons X sur l'électromètre, action très lente à cause du tube, comme on l'a vu.

On peut d'ailleurs activer encore la première partie de la décharge en enlevant au cylindre son électricité extérieure avec le doigt ou avec une flamme.

Un tube ou un bloc de paraffine entourant le bouton agissent de même, pour une raison analogue. Dans le cas d'un bloc, l'air ne pouvant arriver au bouton, on n'observe que la période rapide de la décharge.

M. Villari a montré dans un travail précédent (2) que l'air *ixé* [*ixata*, excité par les rayons X (3)], soufflé par un tube sur un électroscope, peut le décharger; mais que, s'il passe d'abord sur une plaque ou

(1) *Rend. Lincei*, juin 1897, p. 343.
(2) *R. Lincei*, juin 1896.
(3) Nous aimons mieux dire : röntgenisé.

sur un fil électrisé, il ne peut plus décharger un électroscope électrisé de même signe que le fil; s'il passe sur deux corps portant des charges contraires, il redevient semblable à l'air ordinaire.

M. de Heen [1], répétant une expérience déjà faite par Villari, a trouvé qu'en plaçant dans le tube que traverse l'air ixé un anneau électrisé isolé, cet air perd toute propriété de décharge, quel que soit le signe de l'électroscope, résultat contraire à celui du physicien italien. M. de Heen explique les résultats de Villari en supposant qu'il y avait transport d'air électrisé du corps rencontré par l'air infra-électrisé (ou ixé) à l'électroscope.

M. Villari maintient son opinion antérieure. En plaçant l'anneau électrisé en dehors du tube, le phénomène redevient semblable à la description qu'il en avait donnée.

Il attribue le résultat de M. de Heen à une charge de signe contraire développée par influence sur les parois du tube. L'air rencontrant alors deux charges contraires perd toute propriété.

Il conclut donc que l'hypothèse la plus vraisemblable est que les molécules d'air ixé sont chargées les unes positivement, les autres négativement, hypothèse qu'il avait déjà faite précédemment.

Relativement aux actions photographiques, M. Villari a remarqué que l'ombre d'un corps qui intercepte les radiations d'un focus est terminée par une bordure plus claire, comme si les rayons X s'infléchissaient dans l'ombre d'un corps opaque [2].

A. Gallotti.

W. VOIGT. — Ueber das bei der sogenannten totalen Reflexion in das zweite Medium eindringende Licht (Sur la lumière qui pénètre dans le second milieu dans le phénomène qu'on est convenu d'appeler réflexion totale). — *Aus den Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenchaften zu Gottingen*, 1898, Heft. 3.

L'auteur se propose de démontrer *directement* que, dans ce phénomène, il y a un mouvement vibratoire dans le second milieu.

L'appareil employé (*fig.* 1) est un prisme de verre EFG rectangulaire et isocèle dont on a enlevé l'angle F au moyen d'une face AB, faisant avec l'hypoténuse un angle de 20°. L'angle GBA avait été choisi de telle sorte que la réflexion totale de la lumière provenant d'une onde

(1) *Bull. de l'Ac. roy. Belg.*, 3e série, XXV, 6, p. 784 ; 1898.

(2) Sur ces apparences de pénombres, voir Sagnac, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 169 et 174 ; 1897.

plane à peu près normale sur BG se produisît sur AB et AE, et qu'ainsi aucune quantité de lumière ne pût sortir par suite de la réfraction ordinaire par l'arête A.

La source lumineuse était une lampe à arc, et l'œil placé sur l'arc de cercle EH voit l'arête A brillante, et d'autant plus que l'œil est plus près de la surface AE.

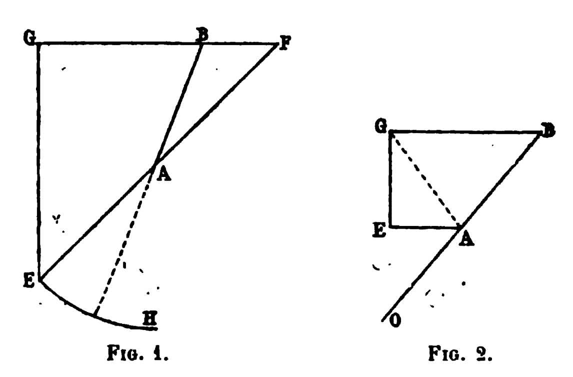


Fig. 1.
Fig. 2.

Quelques-unes des observations vérifient les formules relatives aux vibrations lumineuses dans le second milieu dans le phénomène de la réflexion totale.

Pour éliminer l'influence que la surface AE pourrait avoir sur le phénomène, l'auteur a fait d'autres expériences en se servant du prisme ABGE (*fig.* 2) ou du prisme ABG, ABG étant isocèle et rectangle. Si la lumière tombait normalement sur BG de façon qu'il y ait réflexion totale sur AB, l'arête A paraissait brillante, montrant ainsi la propagation de la lumière dans le second milieu, surtout dans la direction AO. Pour un angle d'incidence voisin de l'angle limite, l'intensité de la lumière devint telle qu'on put obtenir une tache lumineuse très nette sur un verre dépoli. Cette tache avait son maximum d'intensité dans la direction AO. On s'était assuré que ce phénomène ne pouvait être dû à la lumière qui traverse, suivant les lois ordinaires de la réfraction, l'arête A assimilée à un cylindre de très court rayon.

Le phénomène était le même avec le prisme décrit en premier lieu, si on recevait la lumière sur la face EG.

Outre son intérêt théorique, cette observation est susceptible d'applications. L'onde plane qui se propage ainsi dans le second milieu ne possédant une grande intensité que dans un espace d'une

épaisseur excessivement faible et égale à une petite fraction de longueur d'onde, elle peut remplacer avantageusement les fentes, comme le montre l'expérience. On dispose la face BA suivant l'axe du collimateur d'un spectromètre.

L. CHAIR.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série ; t. LXVI. — Décembre 1898.

MAC GREGOR et ARCHIBALD. — On the Conductivity Methode of Studin moderately dilute aqueous Solutions of Double Salts (Sur l'emploi de la conductibilité électrique pour l'étude de solutions aqueuses modérément diluées de sels doubles). — P. 509.

D'après la théorie de la dissociation électrolytique, si une solution contient n_1, n_2 molécules-grammes de 2 sels, dont α_1 et α_2 sont les coefficients d'ionisation, et $\mu_{\infty 1}$, $\mu_{\infty 2}$, les conductibilités moléculaires relatives à une dilution infinie, la conductibilité du mélange, s'il ne se forme pas dans la solution un sel double, est :

$$\alpha_1 n_1 \mu_{\infty 1} + \alpha_2 n_2 \mu_{\infty 2}.$$

Si donc on mesure la conductibilité de la solution et si, d'autre part, on peut calculer l'expression ci-dessus, on pourra dire si oui ou non il y a un sel double dans la solution.

Les auteurs ont pu faire cette comparaison pour une série de solutions et donnent les résultats suivants :

1° Dans tous les cas étudiés, la conductibilité des solutions contenant deux électrolytes avec un ion commun peut se calculer au moyen de la théorie de la dissociation électrolytique jusqu'à une concentration de 1 molécule-gramme par litre ;

2° La conductibilité de solutions de sulfate double de K et de Cu peut également se calculer jusqu'à une concentration de 0,1, et pour une concentration-unité à une valeur beaucoup plus petite que celle calculée avec l'hypothèse de l'absence de molécule double ;

3° Les solutions de sel double ont pour la concentration-unité une conductibilité sensiblement plus petite que les mélanges équivalents ;

4° Les conductibilités de mélanges de solutions équimoléculaires

simples de sulfates de Zn et de Cu, de sulfates de K et de Na, peuvent se calculer jusqu'à la concentration 1;

5° Les différences entre les valeurs observées et calculées pour les solutions de sels doubles et pour les mélanges équivalents sont telles qu'elles peuvent s'expliquer par la présence de molécules doubles dans les deux solutions, en nombre un peu plus grand dans les solutions de sels doubles.

COKER. — Instruments for measuring small Strains in Bars subjected to Twist (Instruments destinés à la mesure de petites forces produites par la torsion de barres). — P. 520.

Ces appareils se composent de deux mandrins analogues à ceux des tours; l'un d'entre eux porte un cercle divisé avec une alidade à vernier munie d'une vis micrométrique, l'autre porte un index.

Ils sont fixés sur la barre à étudier, de diamètre d, à une distance l. On lit ainsi le déplacement angulaire relatif θ, produit par l'application d'un couple de torsion T_m, et l'on peut en déduire le module de rigidité :

$$\mu = \frac{32 T_m l}{\pi d^4 \theta}.$$

Le repérage se fait soit par la fermeture d'un circuit électrique au contact de l'index et de la vis, soit par la lecture du déplacement avec un microscope.

J.-J. THOMSON. — On the Charge of Electricity carried by the Ions produced by Röntgen Rays (Sur la quantité d'électricité charriée par les ions produits par les rayons Röntgen). — P. 528.

La théorie de la méthode employée est la suivante : On mesure le courant qui passe à travers un gaz exposé aux rayons Röntgen et sur lequel agit une force électromotrice E. On a ainsi le produit nev (n = nombre d'ions par centimètre cube, e = charge d'un ion, v = vitesse moyenne des ions positifs et négatifs sous l'action de la force électromotrice E).

M. Rutherford a déterminé v pour un grand nombre de gaz : si on peut déterminer n, on aura ainsi la charge e d'un ion.

Pour déterminer n, J.-J. Thomson utilise la découverte de M. Wilson, dont il discute les conditions de bonne application, à savoir que, si un gaz dépourvu de poussières contient des ions, il se produit par

détente un nuage formé par des gouttes d'eau condensées autour de chaque ion ; donc on aura ici n gouttes d'eau.

Déterminant alors la vitesse h de chute du nuage, on a le rayon a des gouttes par la relation :

$$h = \frac{2}{9}\frac{ga^2}{\eta}.$$

(η = coefficient de viscosité du gaz, g = accélération due à la pesanteur), et l'on en déduit le nombre n de gouttes contenues dans 1 centimètre cube de gaz en pesant la masse q d'eau déposée par lui. La relation $q = n \times \frac{4}{3}\pi a^3$ donne en effet n.

J.-J. Thomson trouve ainsi pour e les valeurs suivantes :

Pour l'air, $6{,}5 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques (1).
Pour l'hydrogène, $6{,}7 \times 10^{-10}$ — —

W.-M.-F. ORR. — On the Forced Precession and Nutations of a Rotating Ellipsoïdal Shell containing Liquid (Sur la précession et les nutations d'une enveloppe ellipsoïdale contenant du liquide animée d'un mouvement de rotation). — P. 545.

L'objet de l'analyse mathématique de l'auteur est de déterminer la différence entre la précession et la nutation d'un corps tournant comme la terre sous l'action de couples extérieurs, dans les deux hypothèses : corps parfaitement rigide, enveloppe remplie de liquide. Dans cette dernière hypothèse, le liquide est supposé homogène, incompressible, sans frottement, l'enveloppe rigide et les surfaces intérieure et extérieure de révolution autour de l'axe.

Les résultats obtenus pour la précession et la nutation, dont la période est de dix-huit ans, concordent avec ceux de lord Kelvin ; ceux relatifs aux nutations semestrielles et bimensuelles diffèrent.

James WALKER. — On the Orientation of the Slit in Interference Experiments (Orientation de la fente dans les expériences d'interférence). — P. 553.

M. Walker calcule l'expression générale de la visibilité des franges d'interférence pour une orientation et une largeur quelconque de la

(1) Voyez J.-J. Thomson, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 39 ; 1898 ; — Villard, *J. de Phys.*, ce volume, p. 160.

fente. En supposant que chaque élément de la fente agit comme une source indépendante, l'intensité de la lumière en un point x de l'écran est proportionnelle à :

$$kl\left\{1+\frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}(\gamma\cos\theta-\beta' x\sin\theta\sin\Phi)k}{\frac{\pi}{\lambda}(\gamma\cos\theta-\beta' x\sin\theta\sin\Phi)k}\cdot\frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}(\gamma\sin\theta+\beta' x\cos\theta\sin\Phi)l}{\frac{\pi}{\lambda}(\gamma\sin\theta+\beta' x\cos\theta\sin\Phi)l}\cos\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha+\beta x)\right\}$$

k et l sont la largeur et la longueur de la fente; α, β, γ, des constantes déjà données (¹), différentes suivant l'appareil interférentiel; θ et Φ, les angles qui donnent l'azimut et la déclinaison de la fente par rapport à sa position normale.

On voit alors que :

Pour $\theta = o$, et la partie supérieure de la fente étant inclinée vers l'appareil interférentiel, une rotation de la fente dans son plan dans la direction des y vers les x produit un déplacement du maximum de netteté vers les x positif :

Si $\Phi = o$, la fente agit comme une fente convenablement orientée, de largeur égale à la projection de la fente sur un plan perpendiculaire à sa direction la plus favorable. Résultat indiqué par M. Fabry (²).

Si $\theta = o$, $\Phi = o$, les franges disparaissent quand $k = \frac{\lambda}{\gamma}$. Une rotation de la fente accroît alors la visibilité, mais trop peu pour qu'on puisse revoir les franges.

J.-H. VINCENT. — On the construction of a Mechanical Model to Illustrate Helmholtz's Theory of Dispersion (Construction d'un modèle mécanique pour illustrer la théorie de la dispersion de Helmholtz). — P. 557.

J.-J. Thomson a indiqué le modèle suivant :

Une corde pesante est tendue horizontalement. Elle supporte une frange uniforme de fils faiblement élastiques auxquels on a suspendu une petite masse pesante. Si le mouvement a lieu dans un plan vertical perpendiculairement à la corde, on a, en considérant la corde non chargée comme l'éther libre et la corde chargée comme le milieu, pour μ indice de réfraction, l'expression :

$$\mu^2 = \frac{p^2 - \nu\left\{\frac{\rho+\sigma}{\rho}\right\}}{p^2 - \nu}.$$

(¹) *Philos. Magaz.*, nov. 1898, t. LXVI, p. 472 ; — *J. de Phys.*, ce volume, p. 188.
(²) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. I, p. 313; 1892.

$\frac{p}{2\pi} = n$ fréquence des ondes, σ, ρ, densité linéaire de la frange et de la corde, $\frac{2\pi}{\sqrt{\nu}} =$ période de vibration de chaque particule de la frange. L'expression est analogue à l'expression donnée par Helmholtz de l'indice de réfraction d'un milieu :

$$\mu^2 = \frac{p^2 - \alpha^2}{p^2 - \beta^2}, \qquad \text{avec} \qquad \alpha > \beta.$$

W.-R. PIDGEON. — On Influence-Machine (Machines électriques à influence). — P. 564.

La machine de M. Pidgeon est une machine de Wimshurst où chaque balai de terre porte un inducteur isolé formé d'une feuille d'étain fixée sur une plaque d'ébonite et recouverte de cire vernie. Cet inducteur a la forme d'un secteur terminé par un prolongement en anneau se terminant de nouveau par un secteur, plus étroit que le premier, muni d'un bouton.

Les secteurs des plateaux sont aussi recouverts de cire vernie à la gomme, laque, qui ne laisse à découvert que le bouton sur lequel frottent les balais.

M. Pidgeon annonce que cette machine donne, avec les mêmes dimensions de plateaux, un débit quatre fois plus grand que celui d'une machine de Wimshurst.

Lord RAYLEIGH. — On Iso-periodic Systemes (Sur les systèmes isopériodiques). — P. 567.

En général, un système possédant m degrés de liberté, vibrant autour d'une configuration d'équilibre, a m périodes distinctes de vibration. Mais, dans des cas particuliers, deux ou plusieurs de ces périodes peuvent être égales ; lord Rayleigh étudie ici les propriétés de systèmes vibrants dont toutes les périodes de vibration sont égales. Il considère, en particulier, le cas d'un fil tendu par une force T, dont chaque élément dx est écarté de sa position d'équilibre ($y = o$) par une force $\mu y dx$. Pour un fil fixé à ses deux extrémités, on trouve dans certaines conditions des modes de vibrations tels que les séries de fréquences sont analogues à celles rencontrées dans les spectres de certains corps.

Perreau.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVII, n° 1; 1899.

M. KAHLE. — Zur Behandlung des Silbervoltameters und seine Verwendung zur Bestimmung von Normalelementen (Sur la manipulation du voltamètre à argent et son emploi pour la détermination des piles-étalons). — P. 1-36.

L'auteur a employé le voltamètre à argent pour effectuer la mesure de la force électromotrice de l'élément Clark en valeur absolue [1]. Au cours de ses opérations, faites avec de très grands soins, il a observé un certain nombre de causes d'erreur importantes qui n'avaient pas encore été signalées.

1° En se servant de la même solution de nitrate d'argent pour produire plusieurs dépôts les uns sur les autres, il constata que, pour les mêmes quantités d'électricité, les masses des précipités successifs d'argent allaient toujours en croissant.

Cette anomalie pouvant provenir d'une inclusion de nitrate dans les précipités d'argent de grande épaisseur, il convient de ne produire que des dépôts assez minces.

Ayant lavé le précipité à l'eau chaude pour le débarrasser de ce nitrate, M. Kahle reconnut que ce traitement peut, à son tour, fausser les résultats. En effet, par une action prolongée, l'eau chaude dissout des quantités notables d'argent, ainsi que le montrent la perte de poids du creuset et l'augmentation de conductibilité de l'eau de lavage.

Cette solubilité résulte peut-être d'une oxydation préalable de l'argent, suivie de la dissolution de l'oxyde d'argent formé.

Quoi qu'il en soit, il importe d'opérer ce lavage à l'eau chaude, qui semble d'ailleurs indispensable, dans des conditions toujours identiques. M. Kahle lave d'abord le creuset à l'eau distillée froide jusqu'à ce que l'eau du lavage ne se trouble plus par addition d'acide chlorhydrique, puis il chauffe de l'eau distillée à 80° environ dans le creuset pendant une heure. Il fait d'ailleurs une correction relative à cette solubilité de l'argent dans l'eau chaude.

2° La masse d'argent déposée directement sur le platine du creuset est toujours moindre que celle déposée sur une couche d'argent, à égalité de courant. Cette différence semble due à l'état différent de

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3° série, t. VII, p. 791; 1898.

la surface, qui est polie pour le platine et rugueuse pour l'argent; 3° Les solutions qui ont déjà servi plusieurs fois fournissent, à égales quantités d'électricité, des dépôts plus lourds que les solutions fraîches.

L'auteur ne peut expliquer ce fait d'une façon satisfaisante. Enfin il pense que toutes ces causes d'erreur sont encore trop mal connues pour qu'on puisse donner une instruction définitive pour la manipulation du voltamètre à argent.

H. BAGARD.

ERNST SECKELSON. — Bestimmung der Diamagnetisirungsconstante (susceptibilität) einiger metalle (Détermination de la susceptibilité magnétique de quelques métaux). — P. 37-68.

La méthode dérive de celle de Quincke : les métaux étudiés, fer, cobalt, nickel, manganèse, sont déposés galvaniquement sur de très fortes tiges de cuivre ; on mesure le déplacement de la tige ainsi obtenue, suspendue horizontalement de manière qu'une de ses extrémités soit entre les pôles d'un électro-aimant, au moment où on excite le champ. La tige est placée parallèlement, puis perpendiculairement aux lignes de force. L'auteur a étudié aussi des fils de nickel et de platine. Il semble que les valeurs qu'il obtient pour la susceptibilité en fonction du champ soient notablement altérées par ce fait qu'il ne tient pas compte du champ démagnétisant, qui est très grand dans ses expériences, surtout quand la tige est placée perpendiculairement au champ; aussi trouve-t-il, dans ce dernier cas, des nombres variant peu avec le champ ; lorsque la tige est parallèle au champ, on observe, quand le champ croît, un maximum de la susceptibilité.

CH. MAURAIN.

WARBURG. — Ueber die Spitzenentladung (Sur la décharge par les pointes). — P. 69-83.

Comme suite à un travail sur le même sujet, paru récemment (1), Warburg étudie la distribution du courant électrique à travers une plaque métallique circulaire placée en face d'une pointe chargée positivement ou négativement.

---

(1) *Wied Ann.*, t. LXVI, p. 652; — *J. de Phys.*, VII, 358 ; 1898.

La pointe est placée suivant la normale à la plaque passant par le centre; la plaque est divisée en anneaux concentriques, isolés les uns des autres par de minces plaques d'ébonite; les anneaux sont alternativement larges ou étroits; par leur partie inférieure, ils peuvent être mis en communication avec le circuit d'un galvanomètre en communication avec le sol.

On peut faire varier à volonté la distance de la pointe au centre de la plaque; le potentiel est mesuré avec un électromètre de Braun.

Le résultat de ces expériences peut être résumé de la manière suivante:

Si, devant une plaque métallique indéfinie, on place une pointe métallique P à la distance D, chargée au potentiel V; en un point Q de la plaque, la densité i du courant, qui a traversé l'air au voisinage du point Q de la pointe à la plaque est donnée par la relation suivante:

$$i = \frac{a}{D^n} \cdot V(V - M) \cos^m \theta,$$

si

$$\theta < 60°, \qquad V > M,$$

où θ représente l'angle que la droite PQ fait avec la plus courte distance de la pointe à la plaque; a et M sont deux constantes positives qui dépendent de la forme de la pointe; m et n deux constantes sensiblement indépendantes de la forme de la pointe; m dépend aussi du signe de l'électrisation.

Pour $\theta = o$, D étant exprimé en centimètres, V en volts, on a pour chaque pointe une valeur voisine de:

$$i_0 = \frac{3}{D^{3,15}} V(V - 2700)\, 10^{-13} \frac{\text{amp.}}{\text{cm.q.}}$$

R. Swyngedauw.

E. GOLDSTEIN. — Ueber die Structur des Cathodenlichtes und die Natur der Lenard'schen Strahlen (Sur la nature des rayons cathodiques et des rayons de Lenard). — P. 84-94.

Goldstein rappelle d'abord qu'il a montré, dès 1881, la diffusion des rayons cathodiques à partir des points où ces rayons rencontrent le verre des tubes, c'est-à-dire de la paroi anticathodique (1). Ces faits

(1) Goldstein, *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, p. 775; 1881; — *Wied. Ann.*, t. XV, p. 246; 1882.

étaient peu connus lorsque des travaux récents, et particulièrement les recherches sur les rayons X, ont ramené l'attention sur les rayons cathodiques et ont été retrouvés par M. Villard [1]. Les expériences plus récentes de Goldstein [2], surtout celles qu'il expose dans le travail actuel, lui ont permis de préciser davantage.

Les rayons cathodiques sont émis normalement par la cathode; en chacun des points qu'ils atteignent, non seulement sur le verre, mais même à l'intérieur du tube, prennent naissance de nouveaux rayons qui se propagent dans toutes les directions. Supposons, par exemple, que, à l'intérieur d'un tube, on place un corps formant écran pour les rayons cathodiques; dans la zone d'ombre portée par ce corps existent des rayons cathodiques de deuxième espèce, qui proviennent des rayons de première espèce entourant cette zone d'ombre.

L'existence des rayons de deuxième espèce est mise en évidence par de nombreux tubes de forme particulière; ces rayons paraissent d'une nature peu différente de celle des premiers; ils sont sensibles à l'aimant, se comportent de façon à indiquer une charge négative et provoquent, comme les premiers, l'illumination des tubes; la seule distinction semble provenir de la teinte de cette illumination.

De plus, Goldstein a observé que les espaces protégés contre les rayons de première et de deuxième espèce ne sont pas absolument obscurs, et se demande, sans pouvoir encore l'affirmer, si les rayons de deuxième espèce ne donnent pas lieu à une nouvelle catégorie de rayons.

Cet ordre d'idées se rapproche de celui qui a conduit M. Sagnac à la découverte des rayons secondaires, issus des rayons X; mais les différences qui existent entre les rayons X et leurs transformés semblent bien plus considérables que celles trouvées jusqu'ici entre les rayons cathodiques et leurs transformés.

Goldstein rappelle les expériences de Lenard [3]: les rayons de Lénard n'étaient pas des rayons cathodiques, puisqu'ils étaient diffusés dans toutes les directions, tandis que les rayons cathodiques (de première espèce) arrivaient de l'autre côté de la lame métallique,

---

(1) Villard, *C. R. de l'Acad. des Sc.*, t. CXXVII, p. 223, 25 juillet 1898.
(2) Goldstein, *Wied. Ann.*, t. LI, p. 622; 1894; t. LXIV, p. 38; 1898.
(3) Lenard, *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, p. 3; 1893; — *Wied. Ann.*, t. LI, p. 225; 1894.

dans une direction bien déterminée. Il semble probable à Goldstein qu'ils étaient formés de rayons de deuxième espèce; les rayons cathodiques de première espèce donneraient naissance à des rayons de deuxième espèce en arrivant sur une lame solide; ces nouveaux rayons ne pourraient pénétrer à travers cette lame qu'à une certaine profondeur; si la lame est mince, ils la traverseraient et formeraient ainsi les rayons de Lénard; si la lame est épaisse, ils ne la traverseraient pas et seraient seulement diffusés en avant, dans toutes les directions, ce qui correspondrait à la réflexion diffuse des rayons cathodiques.

Ch. Maurain.

H. MARTIENSSEN. — Methode und Instrument zur Messung sehr kleiner Inductionscoefficienten (Méthode et appareil de mesure pour les très petits coefficients d'induction). — P. 95-104.

On prend sur un courant alternatif deux dérivations (1) et (2), dont chacune est lancée dans une bobine. Ces deux bobines sont concentriques; leurs axes rectangulaires. Sur la bobine (2) est enroulé, en outre, un circuit secondaire (3), comprenant un rhéostat, dont on fait varier la résistance R_3, jusqu'à ce que le système $i_2 + i_3$ ait même phase que le courant i_1. Cette condition sera remplie, quand un corps métallique, librement suspendu au milieu du champ, ne subira plus de la part de celui-ci aucune action tournante. On aura alors :

$$\frac{M}{R_3} = \frac{L_1}{R_1} - \frac{L_2}{R_2},$$

M étant le coefficient d'induction mutuelle des circuits (2) et (3).

Si on intercale sur le circuit (1) un conducteur de résistance r_1 et de coefficient inconnu x, l'équilibre est obtenu pour une résistance R'_3 du circuit (3), et l'on a :

$$\frac{M}{R'_3} = \frac{L_1 + x}{R_1 + r_1} - \frac{L_2}{R_2},$$

relation qui permettra de calculer x, si L_1, L_2, M, sont connus une fois pour toutes. Ces valeurs sont d'ailleurs déterminées sur l'appareil lui-même, par l'application trois fois répétée de la méthode inverse.

F. Carré.

O. MANNESMANN. — Luftwiderstandsmessungen mit einem neuen Rotationsapparat (Mesures de la résistance de l'air avec un nouvel appareil rotatif). — P. 105-131.

Autour d'un axe vertical tourne une tige métallique horizontale de 48 centimètres de longueur, portant à son extrémité la surface à étudier. Celle-ci est dans un plan diamétral, de façon à se mouvoir normalement ; elle est adaptée au bras de la tige de telle façon que la résistance de l'air peut la faire glisser dans sa monture, en tendant un fil qui est en relation avec une aiguille indicatrice. Des mesures préliminaires directes permettent de traduire en grammes les indications de l'aiguille.

Après une discussion détaillée des précautions à prendre pour se mettre à l'abri des principales causes d'erreur, l'auteur expose les résultats de ses expériences :

§ I. — *La surface est normale à la direction du mouvement.* — 1° *Surfaces planes.* — *a*) La loi de Newton (résistance proportionnelle au carré de la vitesse) est vérifiée dans les limites de l'expérience, c'est-à-dire depuis $v = 2^m,45$ jusqu'à $v = 24$ mètres.

b) La résistance spécifique $\rho = \frac{R}{Sv^2}$ croît avec S, de quantités proportionnelles à S.

c) ρ dépend de la forme de la surface. Il est minimum pour le cercle. Son augmentation, qui est de 0,02 pour un carré de même surface, peut atteindre jusqu'à 0,08 dans le cas des rectangles.

d) Si la surface est poreuse, ρ croît moins vite avec S que dans les expériences précédentes ; il diminue quand v augmente.

2° *Surfaces courbes.* — ρ dépend de la courbure de la surface. Il augmente avec la courbure, quand la concavité est tournée en avant, et décroît dans le cas contraire. Ce résultat est en opposition avec ceux de MM. Cailletet et Colardeau [1].

§ II. — *La surface est inclinée sur la direction du mouvement.* — 1° *Surfaces planes.* — La formule théorique de Lord Rayleigh,

$$R = \frac{\pi \sin\alpha}{4 + \pi \sin\alpha}\,\delta \,.\, v^2,$$

dans laquelle α désigne l'angle de la surface plane avec le plan horizontal et δ la densité du milieu, est, de toutes celles qui ont été pro-

(1) *Compt. Rend.*, t. CXV, p. 13 ; 1892.

posées, celle qui semble se rapprocher le plus des résultats obtenus par l'auteur.

2° *Surfaces courbes.* — L'expérience n'a été faite que sur des calottes sphériques. L'angle α du plan de base avec le plan horizontal variant de 0° à 90°, la composante R cos α, qui tend à soulever la surface, passe par un maximum.

F. Carré.

Theodor-Moses FOCKE. — Ueber die thermische Leitfähigkeit verschiedener Gläser mit Rücksicht auf ihre chemische Zusammensetzung (Sur la relation entre la conductibilité thermique des différents verres et leur composition chimique). — P. 132-159.

1° L'auteur détermine la conductibilité thermique absolue d'un certain verre par la méthode du mur.

2° On compare ensuite les conductibilités des autres sortes par la méthode des isothermes de Voigt, méthode qui a été décrite complètement dans ce *Journal*.

En général, les verres les plus mauvais conducteurs de la chaleur possèdent le plus grand indice de réfraction.

L. Marchis.

A. WINKELMANN. — Ueber die Wärmeleitung verschieden zusammengezetzer Gläser (Conductibilité calorifique de différents verres composés). — P. 160-164.

J. ZENNECK. — Ueber die freien Schwingungen nur annähernd vollkommener kreisförmiger Platten (Sur les vibrations libres de plaques à peu près complètement circulaires). — P. 165-184.

Mémoire d'analyse; les méthodes de calcul sont dérivées des méthodes employées par lord Rayleigh dans des travaux analogues.

L. Marchis.

W. VOIGT. — Bermerkung über die Grösse der Spannungen und Deformationen, bei dessen Gleitschichten im Kalkspath enstehen (Remarque sur la grandeur des tensions et des formations pour lesquelles des couches de glissement se forment dans le spath). — P. 201-208.

L. GRUNMACH. — Ueber den Einfluss des Streckens durch Zugbelastung auf die Dichte des Materials (Sur l'influence de l'étirement sur la densité de la matière). — P. 227-232.

L'auteur soumet à l'étirement une barre cylindrique de fer, et il étudie l'allongement en fonction de l'augmentation de la charge

d'étirement. L'on prend comme abscisses l'allongement, et comme ordonnée l'augmentation de la charge; on obtient une courbe qui présente trois parties bien distinctes : une partie rectiligne presque confondue avec l'axe des ordonnées, une partie petite, parallèle aux abscisses, enfin une courbe qui s'étend jusqu'à la rupture. En observant la surface de la barre, on aperçoit des lignes particulières, appelées figures d'étirement, dont la direction varie avec le degré de l'étirement. Enfin on aperçoit la formation de collets, puis la rupture survient.

Quand le barreau a été ainsi rompu en son milieu, on le divise en douze morceaux, six d'un côté de la rupture, six de l'autre côté, et on détermine la densité de chacun de ces morceaux, au moyen d'une balance de Westphal.

On constate que dix des morceaux ont à peu près la même densité; les seuls dont la densité soit très différente de celle des autres morceaux sont ceux qui ont été contigus à la section de rupture.

L. MARCHIS.

A. OBERBECK. — Ueber eine neue Art von Volumenometern (Sur un nouveau type de voluménomètres). — P. 209-217.

L'auteur s'est proposé de supprimer les mesures de variations de pression et les lectures barométriques.

Deux tubes de verre, *horizontaux* et parallèles, communiquent, à l'une de leurs extrémités, avec un même réservoir à mercure R, que l'on peut faire monter ou descendre; à l'autre extrémité, avec des récipients distincts A_1 et A_2, que l'on peut fermer avec des glaces de verre dépoli. Le long des tubes sont diposées des bandes de papier, divisées en millimètres.

Les deux récipients sont d'abord pleins d'air à la pression atmosphérique p. On les ferme. Le réservoir R est abaissé; il vient :

$$p_1 = p\,\frac{a_1}{a_1 + v_1}, \qquad p_2 = p\,\frac{a_2}{a_2 + v_2},$$

et puisque $p_1 = p_2$, il en résulte $\frac{a_1}{a_2} = \frac{v_1}{v_2}$; et si le récipient A_1 contient un corps de volume x, on a :

$$\frac{a_1 - x}{a_2} = \frac{v_1}{v_2},$$

d'où :

$$x = a_1 - \frac{v_1}{v_2} a_2.$$

v_1 et v_2 sont donnés par les échelles divisées; a_1, a_2 sont déterminés par l'application de la même méthode à un morceau de quartz de poids et, par suite, de volume connu.

F. Carré.

A. APPUNN. — Ueber die Bestimmung der Schwingungszahlen meiner hohen Pfeifen auf optischen Wege (Sur la détermination de la hauteur de mes sifflets à sons très aigus, par une méthode optique). — P. 217-220.

A. APPUNN. — Warum können Differenztöne nicht mit Sicherheit zur Bestimmung hohen Schwingungszahlen angewandt werden (Pourquoi les sons de différence ne peuvent servir à la détermination de la hauteur des sons très aigus). — P. 221-226.

La discussion relative aux instruments, donnant les sons très aigus que construit Appunn, recommence [1]. Dans le premier mémoire, Appunn indique une méthode optique, qu'il a employée pour vérifier l'exactitude des nombres de vibrations portées par ses instruments, ou, plus exactement, pour vérifier que les instruments marqués comme étant à l'octave le sont en réalité. Il remplace, dans ce but, la paroi formant le fond de ses sifflets par une lame de mica, qui se met, elle aussi, à vibrer quand on fait parler le tuyau, sans altérer notablement, d'après M. Appunn, le son propre de celui-ci. Sur la partie centrale arrive, sous une incidence de 45° environ, un pinceau de rayons solaires qui est reçu après réflexion sur un miroir tournant. On observe alors une traînée lumineuse discontinue que l'on peut photographier.

Dans le second mémoire, M. Appunn fait une critique à la méthode de mesure, consistant à observer à l'oreille les sons de différence. Cette méthode serait tout à fait mauvaise, d'après lui, pour les sons très aigus : Deux sons A, B donneraient, outre le son de différence C, de hauteur A — B, d'autres sons de différence, le premier provenant de la combinaison de C avec B.

A. Cotton.

---

[1] Cf. Stumpf et Meyer, Melde, Appunn, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 375 ; 1898.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

AVRIL 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

AVRIL 1899.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : [illegible]

JOURNAL

E PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

[illegible]

Par J.-Ch. D'ALMEIDA

ET CONTINUÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — MAI 1899.

PARIS,

REAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

[illegible] être adressés à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de [illegible], de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs [illegible] M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

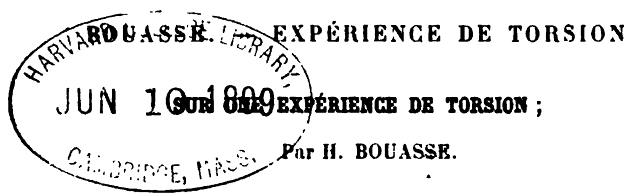
On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



SUR UNE EXPÉRIENCE DE TORSION ;

Par H. BOUASSE.

Je me propose d'étudier une expérience qui semble très simple, qui a été répétée des milliers de fois et qu'on ne fait pas encore correctement. Je prends un fil que je suppose dans un état déterminé ; il est attaché à un point fixe et porte un disque horizontal gradué qui est libre ; le couple de torsion que le fil exerce est donc nul. Je le tords par en bas d'un angle α_0, je le laisse ensuite se détordre lentement, jusqu'à ce que le couple redevienne nul, et j'abandonne le système à lui-même.

Il suffit de posséder des appareils rudimentaires pour faire cette expérience, mais aussi pour en tirer des résultats erronés. La discussion montre qu'elle est très difficile et qu'on ne doit la tenter qu'avec un matériel perfectionné.

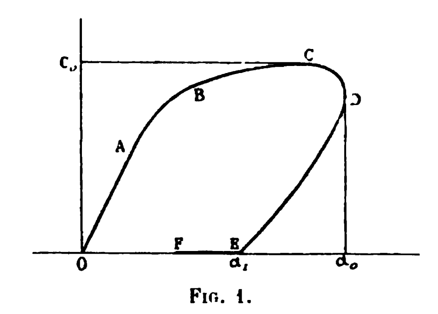


Fig. 1.

Représentons d'abord la marche des opérations : portons en abscisses les angles de torsion rapportés à l'unité de longueur du fil et exprimés en radians ou en tours ; portons en ordonnées les couples (*fig.* 1). La courbe de torsion monte suivant OABC ; elle passe par le couple maximum C_0 au point C, par la torsion maxima α_0 au point D, puis descend à peu près rectilignement jusqu'au couple nul qu'elle atteint en E. Le fil, abandonné à lui-même, se détord à couple nul suivant EF.

On a fait servir cette expérience à deux fins :

1° De la position du point E, on a voulu déduire la valeur du couple C_0 ; ce qui dispenserait d'employer les dynamomètres de torsion ;

2° On a étudié les phénomènes suivant EF à couple nul, phénomènes que les Allemands appellent : *Elastiche Nachwirkung;* et les Français : élasticité résiduelle.

La discussion qui suit montre comment ces essais ont échoué : c'est en désespoir de cause que les physiciens se sont décidés à employer des dynamomètres de torsion à indications continues. Encore est-ce depuis un temps fort court, et qu'il est inutile de préciser, qu'on le fait systématiquement.

Il suffit d'expériences grossières pour montrer que la forme de la courbe et aussi la position du point d'arrivée E en fonction de la seule donnée géométrique α_0 du problème, dépendent de la technique. Suivant la loi $\alpha = f(t)$ choisie, le point E varie et aussi la valeur $\alpha_0 - \alpha_1 = D$ de la détorsion qui ramène de la torsion maxima α_0 au couple nul. J'ai étudié ces phénomènes d'une façon systématique dans un mémoire paru dans les *Annales de Physique* (1). On y verra que les variations de $\alpha_0 - \alpha_1$ sont de l'ordre de grandeur de cette quantité même.

Quant à la forme arrondie que prend en CD la courbe, pour certaines fonctions $\alpha = f(t)$, je l'ai mise en évidence tant dans le mémoire cité qu'en un autre paru dans les *Annales* en 1898 (2), et qu'en un troisième paru dans les *Annales de la Faculté de Toulouse* (3). Enfin j'ai discuté les innombrables mémoires, sur la détorsion à couple nul, suivant EF, dans un travail paru dans les *Annales de Toulouse* en 1898 (4). J'y montre que l'étude de l'élasticité résiduelle par cette méthode est mal commode et défectueuse.

C'est qu'en effet il est extrêmement difficile de fixer expérimentalement la loi $\alpha = f(t)$, surtout pour de grandes torsions. Ceux qui tournent à la main une alidade, tordent et détordent n'importe comment, rendent leurs travaux parfaitement inutiles; nous n'en sommes plus à ces procédés primitifs.

Tout bien considéré, on ne peut choisir qu'une seule fonction $\alpha = f(t)$ du temps, et elle correspond à la courbe (*fig.* 2). Le mou-

---

(1) Sur la torsion des fils fins, *Annales de Physique*, 7e série, t. XI, p. 433, août 1897; § XLIII et seq.

(2) Sur les pertes d'énergie dans les phénomènes de torsion, *Annales de chimie*, 7e série, t. XIV, p. 106; 1898.

(3) Sur les oscillations à peu près sinusoïdales à longue période, *Annales de la Faculté de Toulouse*, t. XI; 1897.

(4) Principales expériences sur les phénomènes de torsion, *Annales de la Faculté de Toulouse*, t. XII; p. A. 5 à A. 33; 1898.

le torsion suivant OABC et DE est effectué à vitesse $\frac{d\alpha}{dt}$
; les arrêts en C et E sont instantanés et le temps d'arrêt

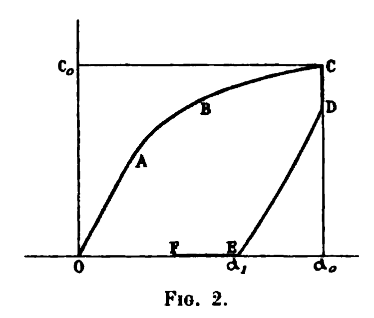


FIG. 2.

déterminé; la courbe prend la forme ci-contre. Passons
jue.

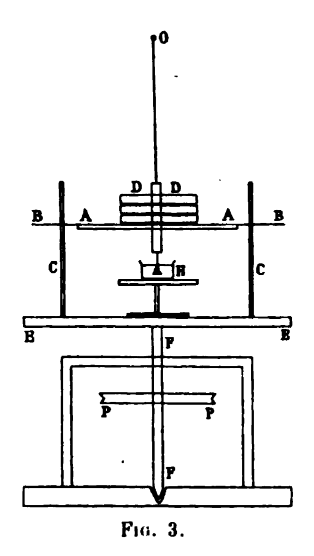


FIG. 3.

qu'on n'ait pas de dynanomètre de torsion et qu'on
e l'installation à sa plus simple expression (*fig.* 3). Ima-
le fil soit attaché au point fixe O; il porte un disque
adué en degrés, par l'intermédiaire d'une tige sur
ut empiler des disques de laiton DD, afin de changer la
bras AB y sont soudés. Ils viennent s'appuyer sur

deux tiges verticales C, C, solidaires du plateau EE monté sur l'axe vertical F qu'entraîne la poulie P. La poulie P est mue par un système quelconque portant un mécanisme permettant de produire un mouvement uniforme, d'arrêter et de renverser brusquement le mouvement; les transmissions par friction se prêtent bien à ce genre d'opérations. Un pot d'huile H, qu'on peut monter plus ou moins haut, amortit les oscillations.

On voit la marche de l'expérience. On détermine avec une lunette la position du disque (azimut 0), on met en mouvement le système : il entraîne le disque à vitesse constante et tord le fil d'un angle α_0. On arrête brusquement pendant le temps T, on revient à vitesse constante. Arrivé au couple nul, les tiges C, C quittent d'elles-mêmes les bras B, B, ce que la rupture d'un contact électrique ou tout autre moyen peut indiquer; on a ainsi l'azimut α_1 ; on suit la détorsion à couple nul en fonction du temps. L'opération n'est régulière que si le mouvement du disque EE est très lent.

Cette technique, *la plus simple qu'on puisse imaginer et dont on ne peut rien retrancher, si on veut que l'expérience ait un sens*, exige un matériel considérable et compliqué; ceux qui feront l'expérience jugeront de sa difficulté pratique.

L'expérience n'est pas moins complexe au point de vue théorique : la branche CD, dont l'importance est considérable, est parcourue à azimut constant; la branche EF, à couple constant. Le cycle a une forme bizarre et dissymétrique. On dira qu'il serait plus facile d'obtenir une torsion continue alternative et périodique; certainement l'expérience y gagne en précision, et nous avons longuement étudié cette technique dans nos mémoires. Mais, quand il s'agit de torsions énormes, 1.000 tours par exemple, l'opération devient à peu près impossible, et l'on est bien forcé de recourir aux mouvements discontinus à vitesse constante ou nulle. De plus, on ne peut se passer alors de dynamomètres de torsion à indications continues et, *par hypothèse*, pour faire comme la majorité, pour ne pas dire plus, des physiciens, nous supposons n'en pas avoir.

Comme pour ajouter à la complication, l'expérience montre que la charge intervient pendant la torsion, tant pour allonger le fil que pour changer la forme des courbes de torsion. La courbe OABC s'abaisse quand la charge augmente.

Nous aidant des résultats que nous ont fournis des expériences mieux choisies, nous allons essayer d'analyser celle-ci et de réfuter

un certain nombre d'erreurs qui ont droit de cité. Et d'abord nous allons définir ce qu'on doit appeler une grande et une petite torsion.

Le physicien qui a tordu un fil de cuivre rouge de $0^{mm},5$ de diamètre, de 1 mètre de long, de dix circonférences, soit de $0^{tc},1$ (un dixième de tour-centimètre), s'imagine l'avoir beaucoup tordu; or ce fil supporte aisément une torsion de 1.000 tours dont les effets sont comparables à ceux d'un allongement de 150 0/0 à la filière, allongement qui n'a rien d'excessif. Si nous sommes si peu habitués à l'ordre de grandeur des torsions, cela tient au mauvais choix de l'unité que nous employons pour les mesurer.

J'ai indiqué, l'an dernier (1), une loi de correspondance très générale à laquelle M. Brillouin arrivait simultanément par des considérations théoriques; elle s'applique en particulier à la comparaison des fils de diamètres différents.

On prend des fils de matière identique et de diamètres différents; on les tend par des poids proportionnels à leur section; on leur donne des torsions et détorsions quelconques, α, en raison inverse de leur rayon, de sorte que, pour tous, la variable $\theta = R\alpha$ varie de même; on impose des vitesses $\frac{d\theta}{dt}$ égales à chaque instant pour tous; en représentant les courbes de torsion avec $F = \frac{C}{R^3}$ pour ordonnées et $\theta = R\alpha$ pour abscisses, si complexes qu'elles soient, elles se réduisent à une seule pour tous les fils, $F = \varphi(\theta)$, $C = R^3\varphi(R\alpha)$. Bien entendu, il y a autant de courbes que de fonctions $\theta = f_1(t)$ choisies.

Cette règle paraîtra peut-être évidente; cependant force est bien d'insister sur ce point, puisque les physiciens opèrent généralement à l'encontre de ces indications.

Voici sa démonstration :

Quand on tord un fil, la matière du fil se modifie : peu importe ici pourquoi et comment; appelons, si on veut, cette modification « écrouissage par torsion »; nous reviendrons là-dessus plus loin.

D'ailleurs les divers cylindres coaxiaux qui forment le fil ne se modifient pas de même; mais on peut montrer, par une expérience

---

(1) Sur la définition de la mollesse des fils métalliques, *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XIV, p. 98; 1898.

directe ([1]), et l'on admet généralement que, même pour les plus fortes torsions, les cylindres coaxiaux ne glissent pas les uns sur les autres pendant la torsion : une droite quelconque prise dans la section droite reste droite.

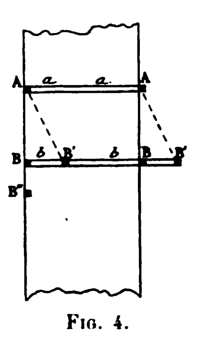


Fig. 4.

Ceci posé, je demande qu'on admette que la matière d'une couche cylindrique, coaxiale avec le fil, se modifie pendant la torsion en fonction du déplacement linéaire relatif des tranches normales à



Fig. 5.

l'axe et indépendamment de la valeur absolue de son rayon. Soient (*fig.* 4) une couche cylindrique et son développement sur un plan après l'avoir coupée suivant une génératrice ; représentons en ***aa***, ***bb***, deux anneaux distants de 1 centimètre, et leur développement. Imaginons maintenant que la tranche *bb* glisse, de sorte que l'élément B vienne en B'. Soient R le rayon de la couche et α l'angle évalué en

([1]) Sur les courbes de déformations des fils, *Annales de la Faculté de Toulouse*, t. XII, p. G. 1 à G. 25 ; 1898.

radians par centimètre, on a $BB' = R\alpha$. Je demande qu'on admette que la modification de la couche n'est fonction que de la quantité $\theta = R\alpha$ et non de R et de α séparément. On ne peut contester la légitimité de l'hypothèse que pour les couches très voisines de l'axe, et il est facile de voir que le rôle de ces couches est insignifiant.

Or, puisque les cylindres coaxiaux ne glissent pas les uns sur les autres, l'angle α est le même pour tous les cylindres ; la valeur de la quantité $r\alpha$ pour chacun d'eux est complètement déterminée quand on connaît la valeur $R\alpha = \theta$ correspondant à la couche superficielle.

En définitive, et mon hypothèse revient à cela, la constitution du fil à un instant quelconque est complètement déterminée par la valeur de $\theta = R\alpha$, que j'appellerai la torsion ramenée au rayon (*tr*).

Comparons maintenant deux fils de diamètres différents, pris d'abord dans un état identique (parfaitement recuits par exemple), et tordus du même θ. On peut les décomposer en une série de cylindres coaxiaux respectivement de matière identique et dont les épaisseurs et les distances à l'axe sont proportionnelles au rayon R et dont les surfaces sont proportionnelles à R^2. Les tranches, *quelles que soient leurs déformations*, sont alors identiquement déformées, et doivent donner des couples proportionnels : 1° à leur surface ; 2° à leur distance à l'axe, soit en tout à R^3. D'où la loi : $C = R^3 \varphi(\theta)$; φ étant la même fonction pour tous les diamètres.

Passons aux conditions à satisfaire.

Le rayon qui intervient dans la formule est le rayon à chaque instant; si donc les rayons se modifient pendant la torsion, ils doivent le faire de même ; alors le rayon de la formule peut être le rayon initial ; cette substitution change seulement la forme de la fonction φ. Par un raisonnement analogue à celui qui précède, on montre facilement que les charges doivent être proportionnelles aux sections initiales : elles le sont alors aux sections à chaque instant.

Enfin, puisque la durée d'une modification influe sur cette modification, des déformations qui, par hypothèse, doivent produire le même effet, doivent se faire dans le même temps ; donc la fonction $\theta = f_1(t)$ doit être la même pour tous les fils ; on arrive dans le même temps aux points correspondants des courbes [1].

---

[1] Si le lecteur possède le livre de M. Duguet (*Limite d'élasticité*, 1re partie, § 6), nous le prions de comparer la loi complète ici énoncée avec les lois généralement admises et que M. Duguet expose d'une façon remarquable.

La première conséquence de cette loi est le choix normal de l'unité de torsion; il faut prendre, pour mesurer la torsion, non pas l'arc sur un cercle de rayon 1 (radian), mais l'arc sur un cercle de rayon R, $R\alpha = \theta$. Il serait, de plus, à recommander d'énoncer cet arc en tant 0/0. On comprend aisément ce qu'est un allongement de 30 0/0; or il y a la plus grande analogie entre les torsions telles que nous proposons de les mesurer et les allongements. Dans l'allongement, l'élément B (*fig.* 1) vient en B″, et la grandeur de l'allongement est exprimée par le quotient $\frac{BB''}{AB}$. Dans la torsion, l'élément B vient en B′, et on doit exprimer la torsion par le quotient $\frac{BB'}{AB}$. Je sais bien que le premier des phénomènes est homogène et que le second ne l'est pas; mais ce n'est pas une raison pour ne pas chercher à mettre en évidence les relations qu'ils peuvent avoir.

Pour un fil de $0^{mm},5$ de diamètre, le tour-centimètre vaut en *tr* 0,157 = 15,7 0/0 ; cela veut dire que, sur le développement plan de la couche superficielle, le déplacement normal à l'axe d'un élément B par rapport à l'élément fixe A est de 15,7 0/0 de la distance des deux éléments. Une torsion de 10*tc* vaut en *tr* 157 0/0 de la distance de deux éléments. Ces effets sont comparables à ceux d'un allongement par filière 157 0/0.

Voici une autre conséquence du choix de cette unité :

Je prends un fil parfaitement recuit, et je tords; parvient-on à un couple limite? Quelques-uns disent oui; leur illusion tient au mauvais choix de l'unité. Si nous tirons sur un fil, en lui appliquant une charge variant proportionnellement au temps, nous savons qu'il casse avant que la courbe représentée en prenant les allongements en abscisses et les charges en ordonnées devienne horizontale. Mais nous allons jusqu'à des allongements considérables, 30 0/0 ou 40 0/0 par exemple pour le cuivre rouge. Pour savoir ce qui se passe dans la torsion, il faut prendre des torsions équivalentes à ces allongements.

Par exemple, M. Moreau a observé pour des fils de $0^{cm},075$ de diamètre une détorsion constante, indépendante de la torsion, pour des torsions variant de $0^{tc},015$ à $0^{tc},12$ [1]; ce qui, joint à ce que nous savons sur la presque rectilinéité et la presque invariabilité d'incli-

[1] *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. XXVI, p. 465.

naison de la branche DE (*fig.* 1 ou 2), conduirait à admettre un couple maximum C_0, indépendant de la torsion. Mais, en ramenant au rayon les torsions indiquées, on trouve qu'elles sont seulement de 0,35 0/0 à 2,77 0/0. Si les expériences avaient été poussées jusqu'à 6 ou 7*tc*, on aurait vu à quel point la conclusion précédente est erronée. La partie BC de la courbe de torsion OABC est presque horizontale, soit; mais *elle le paraît* surtout, parce qu'on a choisi une unité de torsion peu rationnelle.

Prenons un fil de cuivre de $0^c,05$ de diamètre ; entre des torsions, ramenées à la surface 8 0/0 et 110 0/0, la détorsion varie de 1 à 3, et les choses se passent de même pour les fils de fer.

C'est surtout lorsqu'on produit successivement des phénomènes de torsion et de traction qu'il est nécessaire d'avoir une juste appréciation de l'ordre de grandeur.

J'ai défini plus haut ce qu'on appelle l'essai de traction. Supposons qu'on suspende un vase au fil et qu'on remplisse ce vase avec un ajutage à débit constant; la tension varie proportionnellement au temps. La courbe de traction donne les charges en fonction des allongements. Nous disons que, de deux fils de même diamètre, le plus écroui est celui dont la courbe de traction est la plus élevée, c'est-à-dire pour lequel un allongement donné correspond à la plus grande charge. Ceci posé, l'expérience montre qu'un fil s'écrouit par torsion ; mais, pour que l'écrouissage atteigne sa plus grande valeur, il faut que la torsion imposée soit énorme. Ainsi le fil de cuivre que nous avons déjà pris comme exemple s'écrouit encore quand sa torsion, ramenée au rayon, dépasse 80 0/0. Nous étudions soigneusement ces phénomènes dans un mémoire qui va paraître dans les *Annales de Toulouse*. L'expérience montre encore que, pour la même torsion, l'écrouissage diminue avec la tension du fil ; on voit, par ce fait qu'il est facile de mettre en évidence, à quel point est nécessaire la réalisation des conditions spécifiées plus haut.

Ce qui précède nous permet maintenant de revenir sur l'expérience que nous discutons et de préciser la technique à employer pour que les résultats obtenus sur des fils de diamètres différents soient comparables (*fig.* 2).

Les branches OABC et DE doivent être décrites avec des vitesses $\frac{d\theta}{dt}$ constantes et des charges proportionnelles aux sections; mais ce n'est pas tout. Quels temps T faut-il attendre suivant CD et

comment doit-on comparer les vitesses de détorsion suivant EF?

Suivant CD, le couple est variable et $\frac{d\theta}{dt} = 0$; l'énoncé précédent ne nous apprend donc rien. Des considérations simples montrent que le temps T d'arrêt doit être pris indépendant du diamètre, ou, si l'on veut, qu'on doit attendre jusqu'à ce que la déperdition de couple $\frac{C}{R^3}$ soit la même. Nous pouvons admettre, en effet, que la modification de constitution due au temps considéré comme variable indépendante ne dépend que de cette constitution et non de la quantité de matière à transformer; comme nous avons montré que toute modification identique, faite simultanément dans deux fils de diamètres différents, amène une variation de couple proportionnelle à R^3, les deux énoncés sont équivalents.

Suivant EF, le phénomène est tout différent; le couple est constant et $\frac{d\theta}{dt}$ doit varier de façon qu'il en soit ainsi; or les modifications doivent se faire dans des temps égaux, comme il vient d'être dit; mais elles entraînent des déplacements linéaires qui sont égaux et par conséquent des détorsions qui sont en raison inverse du rayon. Dans le même temps, les variations de θ sont les mêmes, les variations de α sont comme $\frac{1}{R}$.

On voit, pour que les expériences soient comparables, à quelles conditions compliquées il faut satisfaire; sinon, elles sont parfaitement inutiles.

Voici une conséquence générale de la loi $C = R^3\varphi(R\alpha)$.

Pour trouver des points correspondants sur les courbes correspondant à des diamètres différents, il faut, à partir des points correspondants (par exemple de l'origine O où nous avons supposé les fils parfaitement recuits), prendre des couples proportionnels au cube des rayons et des torsions en raison inverse des rayons. En particulier, si on part du couple nul et qu'on revienne au couple nul, les modifications correspondantes des fils appartiennent à des points de l'axe qui sont à des distances de l'origine (évaluées en tours-centimètres), en raison inverse des rayons ou à des distances égales ramenées au rayon ; on y arrive pour tous les fils dans le même temps.

Il serait faux de dire que, pour revenir au couple nul, la détorsion

est en raison inverse du rayon, parce que toute la portion EF de la courbe (et elle s'étend strictement jusqu'à l'origine) correspond au couple nul [1].

Le lecteur serait étonné si la loi de la quatrième puissance du rayon, généralement considérée comme essentielle, n'apparaissait pas. Supposons que, pour une raison quelconque au voisinage d'un point du plan, la courbe de torsion devienne rectiligne, on peut poser :

$$\varphi(R\alpha) = AR\alpha + B, \qquad \text{d'où} \qquad C = AR^4\alpha + BR^3.$$

$AR^4 = \Gamma$ est la constante de torsion au voisinage du point considéré : Nous avons étudié ailleurs les conditions dans lesquelles on peut la faire apparaître. Rigoureusement parlant, elle est fonction des parcours antérieurs et de la façon dont ils ont été effectués.

On voit qu'il faut, pour que la loi de la quatrième puissance subsiste, que les fils de diamètres différents aient été *préparés* de même ; on voit, de plus, combien peu elle est essentielle. Ce n'est pas la quatrième puissance des rayons, d'une part, et l'angle de torsion, de l'autre, qui interviennent, mais le cube du rayon et la torsion ramenée au rayon.

De la loi $C = R^3\varphi(\alpha R)$ on déduit la règle suivante : Quand on fait décrire à deux fils de rayons différents des cycles fermés *dans des conditions comparables*, les aires comprises dans ces cycles sont comme les carrés des rayons.

Admettons que les cycles soient à peu près rectilignes et qu'on emprunte l'énergie perdue au fil même (ce qui a lieu dans le cas des oscillations petites d'un corps suspendu à un fil), la variation de l'énergie potentielle à l'extrémité du parcours est sensiblement à un

---

(1) Si M. Moreau s'est contenté d'un énoncé aussi vague, cela tient probablement à ce que, procédant régulièrement, il réalisait sans le savoir une partie des conditions exigées. Dans la réponse que je faisais à sa note (*C. R.*, t. CXXVI) j'ai montré que ses résultats revenaient à admettre qu'il existe un couple limite, qu'on peut considérer les branches CD et EF comme négligeables, et la branche DE comme rectiligne et d'inclinaison constante (*fig.* 2). Or ces hypothèses, qui ne sont certainement pas réalisées pour les torsions employées par M. Moreau, seraient grossièrement inexactes, pour de très grandes torsions. M. Moreau, il est vrai, décrit des cycles un grand nombre de fois ; mais cela ne suffit pas, car tout ce qui précède s'applique à une courbe quelconque, et par conséquent à ces sortes de cycles : de plus on ne pouvait décrire les cycles d'un mouvement continu, puisqu'on était forcé de déterminer sans dynamomètre le passage par le couple nul. Le passage au couple nul, avec l'emploi d'un dynamomètre, peut servir comme point remarquable sur la courbe.

facteur près $R^4\alpha\Delta\alpha$, d'où $R^4\alpha\Delta\alpha = KR^2$, $R^2\alpha^2 \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = K$; donc $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ est indépendant du rayon.

Particularisons encore : supposons que $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ soit indépendant de l'amplitude pour un fil donné, les conditions imposées à l'amplitude pour la comparaison entre les fils de diamètres différents sont toujours satisfaites. D'où la loi trouvée par Tomlinson : Le décrément logarithmique des petites oscillations d'un disque suspendu à des fils de même matière est indépendant du diamètre des fils. Elle ne nous apprend absolument rien qui ne soit compris dans ces deux autres : que le cycle est presque rectiligne et que $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ est indépendant de l'amplitude. Il faut du décrément total défalquer la perte due à l'air.

Il reste à conclure. Dans l'état actuel de la science élastique, il y a des monceaux d'expériences faites sans précision et plutôt nuisibles. Toutes les lois imaginables ont été proposées, vraies ou fausses suivant les conditions, qui ne sont jamais énoncées. Si d'ailleurs on se donne la peine de reprendre soigneusement un point, il se trouve toujours quelqu'un de bien renseigné et qui le plus souvent n'a lu que le titre des mémoires dont il parle, pour vous apprendre que ce que vous dites est connu; vous vous reportez aux indications bibliographiques, qui ne manquent jamais, d'ailleurs, et vous trouvez des expériences informes, qui, autrement conduites, donneraient des résultats opposés. Pour que l'élasticité sorte du chaos où elle est, il faut rompre avec ces errements et tout soumettre à une critique rigoureuse.

En particulier, les physiciens peuvent être certains que toute expérience de torsion où le diamètre du fil, sa tension, la loi de torsion en fonction du temps, les couples à chaque instant, ne sont pas indiqués avec précision, doit être tenue pour non avenue.

PERTE D'ÉLECTRICITÉ PAR ÉVAPORATION DE L'EAU ÉLECTRISÉE. — VAPEUR ÉMISE PAR UN LIQUIDE NON ÉLECTRISÉ. — APPLICATION A L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — INFLUENCE DES FUMÉES;

Par M. H. PELLAT.

I

Quand un liquide est électrisé, la vapeur qu'il émet est-elle électrisée? Les expérimentateurs ne sont pas d'accord sur ce point : les uns, comme L.-J. Black(1) (1883), n'ont pas pu mettre en évidence la charge de la vapeur; les autres, comme Peltier(2) (1842) ou E. Lecher(3) (1888), n'ont réussi à la manifester qu'en chargeant très fortement le liquide (25.000 volts pour Lecher), ce qui amenait sa pulvérisation. Aucun n'a montré le phénomène pour des densités électriques comparables à celles qui se trouvent à la surface de la Terre, ni n'a fait d'expériences quantitatives. Ce point a pourtant un grand intérêt, car plusieurs théories de la variation diurne de l'électricité atmosphérique [Peltier(4), Exner(5)], ont pour point de départ le transport dans l'atmosphère, par la vapeur qui se forme sur le sol, de l'électricité qui le recouvre.

J'ai réussi non seulement à mettre en évidence nettement qu'une surface d'eau électrisée, ayant une densité électrique peu supérieure (5 à 10 fois) à celle du sol, perd par son évaporation à la température ordinaire une portion de sa charge, mais en outre à mesurer cette perte.

Pour cela, j'ai étudié au moyen d'un électromètre à quadrants, observé par la méthode de Poggendorf, la déperdition spontanée d'un système comprenant un vase très plat (5 millimètres de profondeur), suivant qu'il était vide ou plein d'eau jusqu'au bord à la température du laboratoire (18° à 20°). Dans les expériences comparatives, les conditions initiales étaient exactement les mêmes, ainsi que la durée de l'observation. Tous les isolants étaient constitués par de la paraffine, aussi bien ceux de l'électromètre (modèle de M. Boudréaux)

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 476 ; 1883.

(2) *Recherches sur les causes des phénomènes électriques de l'atmosphère et sur les moyens d'en recueillir les manifestations*, par A. Peltier, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 385.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie de Vienne* (1888), p. 103.

(4) *Loc. cit.*

(5) *Comptes Rendus de l'Académie de Vienne* (1886 et 1888).

que celui du vase; celui-ci communiquait avec une des paires de quadrants et avec l'aiguille, l'autre paire de quadrants était reliée à une conduite de gaz. La charge était produite en faisant communiquer le vase pendant un quart d'heure avec le pôle négatif d'une pile de 116 ou 155 volts dont le pôle positif était fixé à la conduite de gaz. Au bout de ce temps, on pouvait considérer les isolants comme ayant pris un état de charge permanent; la communication avec la pile était rompue, et l'on observait la déperdition du système isolé en notant le nombre de divisions de l'échelle ayant passé devant le fil du réticule à des époques déterminées données par un chronomètre.

Après quelques expériences de trop courte durée pour donner un résultat appréciable, quatre séries d'expériences furent faites avec une durée comprise entre $1^h 25^m$ et $1^h 45^m$.

Dans la première de ces expériences, la charge fut produite par une pile de 155 volts, qui donnait une déviation de 490 divisions de l'échelle; l'observation totale fut de 1^h 25 pour les deux expériences comparatives. Pendant ce temps :

Sans eau, la déperdition correspondit à	$278^d,2$
Avec eau — —	$301^d,9$
Différence.............	$23^d,7$

Conme dans cette expérience, le vase à évaporation était placé très près de l'électromètre, je craignis que de la vapeur d'eau ne se fût condensée sur les isolants de l'électromètre.

Les expériences suivantes, dans lesquelles l'électromètre était très loin du vase à évaporation, ayant donné les mêmes résultats, cette crainte n'était pas fondée.

Dans la seconde expérience, la charge fut faite avec une pile de 116 volts seulement, donnant 233 divisions de déviation.

Sans eau la déperdition en $1^h 39^m 30^s$ correspondit à.....	$135^d,5$
Avec eau — —	$145^d,0$
Différence................	$9^d,5$

Si l'on remarque que la déviation initiale est inférieure à la moitié de ce qu'elle était dans la première expérience, il n'est pas surprenant que les nombres de divisions correspondant à chacune des déperditions soient aussi inférieurs à la moitié de ceux de l'expérience précédente et qu'il en soit de même de leur différence.

On pouvait craindre qu'avec le temps l'isolement des supports fût diminué par une cause quelconque. Pour me mettre à l'abri de cette cause d'erreur, dans une troisième série, une expérience avec de l'eau dans le vase fut intercalée entre deux expériences sans eau. La charge faite avec 116 volts donna 226 divisions de déviation.

Sans eau, la déperdition en $1^h 44^m 30^s$ correspondit à..			$156^d,4$	
Avec eau	—	— ..		$172^d,8$
Sans eau	—	— ..	$162^d,3$	
	Moyenne................		$159^d,3$	
	Différence............		172,8 — 159,3 = $13^d,5$	

Enfin, pour me mettre à l'abri de l'influence d'une condensation possible de la vapeur sur le support isolant même du vase, une dernière expérience fut faite en étudiant la déperdition d'abord dans le cas où le support, terminé par un plateau de laiton de même diamètre que le vase plat, était seul en communication avec l'électromètre, le vase *plein d'eau* étant placé à côté, à la même distance de l'isolant du support que lorsqu'il était posé sur celui-ci. Ensuite, dans l'expérience comparative, on plaçait le vase plein d'eau sur le support communiquant avec l'électromètre.

Les expériences furent croisées, partiellement du moins; un accident mit fin à la troisième, faite sans eau sur le support, comme la première; mais la marche de l'électromètre était tellement identique dans la partie commune à la première et à la dernière expérience, et si nettement différente de la partie correspondante de l'expérience intermédiaire faite avec l'eau sur le support que l'on pouvait avoir la même confiance en cette série que si la dernière expérience s'était poursuivie jusqu'au bout.

En outre, l'état hygrométrique fut mesuré avec un psychromètre dans le voisinage du vase à évaporation ; je trouvai que la force élastique de la vapeur d'eau dans l'air était mesurée par $0^{cm},843$ de mercure, tandis que la force élastique maximum pour la température de l'eau (19°,6) était mesurée par $1^{cm},697$.

La charge produite par une pile de 116 volts donnait 246 divisions de déviation.

Sans eau sur le support, la déperdition en $1^h 45^m$ correspondit à...				$170^d,4$
Avec eau	—	—	— ...	$182^d,9$
	Différence..................			$12^d,5$

Ainsi toujours la déperdition est plus grande dans le cas où l'eau fait partie du système isolé, et les différences, ramenées à la même déviation initiale sont du même ordre de grandeur.

Si l'on réfléchit à la grande capacité de l'électromètre, dont l'aiguille forme condensateur avec l'une des paires de quadrants, vis-à-vis de la capacité de la surface de l'eau qui s'évapore, on reconnaît qu'à cette différence doit correspondre une déperdition de la charge de l'eau, grande par rapport à cette charge (1).

Afin de me renseigner à cet égard, je mesurai quelle était la diminution de potentiel du système isolé, quand on enlevait une quantité d'électricité égale à celle qui couvrait la surface du liquide. Pour cela, sur le vase vide j'appliquais pendant un instant un plan d'épreuve du même diamètre (14 centimètres) que le vase ; deux lectures étaient faites avant et après l'application du plan d'épreuve à trente secondes ou une minute d'intervalle. Je corrigeais la seconde lecture de la très petite quantité dont se déplaçait l'aiguille dans le même intervalle de temps sous l'influence de la déperdition seule. En désignant par D_1 et D_2 les déviations (la seconde corrigée) avant et après l'application du plan d'épreuve, par V_1 et V_2, les potentiels correspondants, on a $\frac{V_2}{V_1} = \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$. D'autre part, en appelant M la charge primitive du système isolé, m la charge enlevée par le plan d'épreuve, C la capacité du système, on a :

$$(1) \qquad M = CV_1, \qquad M - m = CV_2,$$

d'où

$$(2) \qquad \frac{m}{M} = \frac{V_1 - V_2}{V_1} = 1 - \frac{V_2}{V_1} = 1 - \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}.$$

La moyenne de vingt déterminations très concordantes, faites pour des valeurs très différentes de D_1, ont donné pour $\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ le nombre 0,9632 (2). On a donc $\frac{m}{M} = 0,0368$.

(1) L'insuccès des expériences de M. L.-J. Black me paraît tenir à l'énorme capacité de son appareil de mesure.

(2) L'extrême concordance de ces mesures m'a surpris. J'ai fait à cet égard deux séries d'expériences à quelques jours de distance. Chaque série a compris dix applications du plan d'épreuve, et comme la charge enlevée par le plan d'épreuve n'était pas renouvelée, les déviations initiales D_1 allaient en décroissant

D'autre part, désignons par $-dm$ la quantité d'électricité que perd pendant le temps dt le système isolé par le seul fait de la vaporisation de l'eau et par $-dm'$ la quantité d'électricité qu'il perd pendant le même temps dt par les autres causes. Ces quantités $-dm$ et $-dm'$ sont proportionnelles à l'excès V de potentiel du système sur les parois de la pièce; on a donc :

$$(3) \qquad -dm = \alpha V dt,$$
$$(4) \qquad -dm' = a V dt,$$

α et a étant deux constantes; d'où pour la perte $-dM$ due aux deux causes réunies :

$$-dM = -dm - dm' = (a + \alpha) V dt.$$

Du reste on a :

$$dM = C dV$$

d'où :

$$-C dV = (a + \alpha) V dt, \qquad \text{ou} \qquad \frac{dV}{V} = -\frac{a+\alpha}{C} dt,$$

et par intégration :

$$(5) \qquad L \frac{V_1}{V_0} = -\left(\frac{a+\alpha}{C}\right) t, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{a+\alpha}{C} = \frac{1}{t} L \frac{V_0}{V_1} = \frac{1}{2t} L \frac{D_0}{D_1},$$

en appelant D_0 et D_1 les déviations de l'électromètre correspondant au temps 0 et au temps t. Cette relation fournit $\frac{a+\alpha}{C}$ d'après les observations D_0, D_1 et t d'une expérience où l'eau fait partie du système isolé. Dans l'expérience comparative où l'eau ne fait pas partie du système, on a, en appelant D_0', D_1' et t les données expérimentales :

$$(6) \qquad \frac{a}{C} = \frac{1}{2t} L \frac{D_0'}{D_1'},$$

à mesure que le nombre des applications du plan d'épreuves augmentait. Dans la première série, D_1 passa ainsi de la valeur 217,5 à la valeur 53,6; les dix valeurs de $\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ furent comprises entre 0,965 et 0,962; six d'entre elles furent égales à 0,963, et la moyenne fut 0,9632. Dans la seconde série D_1 passa de la valeur 242,8 à 104,0. Je modifiai à dessein la forme du plan d'épreuves (qui était loin d'être un plan parfait) en le rendant légèrement concave ou légèrement convexe; ces modifications ne changèrent rien aux nombres. Je m'assurai aussi que l'isolement du plan d'épreuve était parfait. Les nombres trouvés pour $\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ furent compris entre 0,965 et 0,961, et la moyenne fut 0,9633, presque exactement la même que dans la première série.

ce qui donne $\frac{a}{C}$; par différence on obtient $\frac{\alpha}{C}$. En portant cette valeur ainsi trouvée dans la relation (3), il vient :

$$(7) \qquad -dm = \left(\frac{\alpha}{C}\right) CVdt = \left(\frac{\alpha}{C}\right)\left(\frac{M}{m}\right) \cdot mdt,$$

d'où :

$$(8) \qquad v = -\frac{1}{m}\frac{dm}{dt} = \left(\frac{\alpha}{C}\right)\left(\frac{M}{m}\right),$$

les valeurs connues de $\frac{\alpha}{C}$ et de $\frac{m}{M} = 0{,}0368$, donnent la quantité $v = -\frac{1}{m}\frac{dm}{dt}$ que j'appellerai la *vitesse relative de déperdition par évaporation*. Cette quantité doit être une constante dans des conditions données de température et d'état hygrométrique, si toutefois on néglige la variation d'évaporation constatée par M. Mascart avec la densité électrique σ de la surface liquide. Mais, comme nous le verrons un peu plus loin, cette variation de vaporisation doit être à peu près proportionnelle à σ^2, qui est ici excessivement faible par rapport aux expériences de M. Mascart; la quantité v doit donc être sensiblement indépendante de σ dans mes expériences.

En considérant v comme une constante pendant une même expérience, l'intégration de la relation de définition $v = -\frac{1}{m}\frac{dm}{dt}$ fournit la charge m qui resterait au bout d'un temps t sur le vase plein d'eau, si la seule cause de déperdition électrique était l'évaporation et si la charge de la surface d'eau n'était pas entretenue par un réservoir d'électricité. On aurait ainsi, en appelant m_0 la charge initiale,

$$(9) \qquad m = m_0 e^{-vt},$$

D'où pour la charge perdue pendant le temps t

$$(10) \qquad m_0 - m = m_0(1 - e^{-vt}).$$

Des données de la troisième expérience on tire $v = 0{,}000422$ et des données de la quatrième $v = 0{,}000343$, le temps étant exprimé en secondes.

On déduit de (10) pour la perte relative $\frac{m_0 - m}{m_0}$ par le fait seul de l'évaporation, qu'en une heure ($t = 3.600$) cette perte relative

aurait été, dans les conditions hygrométriques de la troisième expérience, 0,78, et 0,46 dans les conditions hygrométriques de la quatrième (température 19°,6, état hygrométrique $\frac{0,843}{1,697} = 0,5$).

Ce sont des pertes relatives considérables, dont nous verrons l'importance au point de vue de l'électricité atmosphérique.

Remarquons, en passant, que la vapeur émise par une surface électrisée étant elle-même électrisée, comme cela résulte des expériences précédentes, et se trouvant dans un champ électrique ($\varphi = 4\pi\sigma$), doit fuir la surface liquide plus rapidement que dans le cas de la vaporisation du liquide non électrisé. Il en résulte que, dans les couches d'air qui avoisinent la surface du liquide, la force élastique de la vapeur étant moindre, la vaporisation doit être plus active; ainsi s'explique le phénomène découvert par M. Mascart. On voit que la vitesse de fuite de la vapeur due à son électrisation doit être proportionnelle au carré de la densité électrique à la surface du liquide, comme nous l'avons admis plus haut.

Pour savoir quelle était la densité électrique à la surface de l'eau électrisée, il me suffisait d'ajouter aux mesures précédentes celle de la capacité C du système isolé. Pour cela, le système étant chargé et la déviation D_0 de l'aiguille de l'électromètre étant observée, je touchais le système isolé avec un fil de cuivre communiquant à l'armature isolée d'un condensateur de capacité connue C' [1] dont l'autre armature communiquait avec la conduite de gaz. La lecture de la nouvelle déviation D permettait d'obtenir C par la relation

$$\frac{C}{C'} = \frac{\sqrt{D_1}}{\sqrt{D_0} - \sqrt{D_1}}.$$

C étant connu, la charge totale M = CV du système isolé était connue par la détermination de V fournie par l'électromètre. De la

---

[1] Ce condensateur était constitué par deux cylindres de laiton coaxiaux ayant : le cylindre inférieur $3^{cm},394$ de diamètre et $20^{cm},37$ de longueur, le cylindre extérieur $6^{cm},443$ de diamètre intérieur et 35 centimètres de longueur environ. L'espace compris entre les deux cylindres était rempli de paraffine. La capacité étant donnée d'une façon suffisamment approchée par

$$C' = \frac{Kl}{2L\frac{R_1}{R_2}} = \frac{2,28 \times 20,37}{2L\frac{6,443}{3,394}} = 36,2\text{U . Es.}$$

valeur de M et de la valeur connue de $\frac{m}{M}$, on déduisait la charge m de la surface d'eau électrisée, d'où la densité σ.

J'ai trouvé ainsi que la densité correspondant à la charge initiale fournie par 116 volts était 0,00653U . Es. Or la charge moyenne du sol dans un endroit découvert est environ 0,0008, c'est-à-dire le huitième seulement de la densité au début de l'expérience.

II

Quelques auteurs ont pensé que l'évaporation de l'eau pouvait créer de l'électricité, la vapeur emportant une des électricités et l'autre restant sur le liquide. Tous les expérimentateurs qui ont bien conduit leurs expériences ont trouvé un résultat négatif à ce sujet.

J'ai essayé de mettre en évidence cette prétendue électrisation par évaporation, en faisant communiquer le vase isolé plein d'eau des expériences précédentes avec l'aiguille de l'électromètre, les deux paires de quadrants étant à des potentiels égaux et de signe contraire par rapport au sol.

Le résultat a été négatif, et la précision de mes expériences permet de dire que :

Si en deux heures la vaporisation de l'eau à 18°,9 ($F_{18,9} = 1^{cm},625$ de mercure) *dans un air où la force élastique de la vapeur d'eau est équilibrée par* $0^{cm},689$, *donnait par centimètre carré une quantité d'électricité égale à* 0,0007U . Es, *cette quantité d'électricité aurait été nettement mise en évidence.*

Une si faible création d'électricité, si elle existe, ne pouvait pas fausser d'une façon sensible les expériences précédentes.

III

Examinons maintenant les conséquences des expériences que nous venons d'exposer au point de vue météorologique.

Après le lever du Soleil, le sol humide s'échauffe, l'eau qui l'imbibe se vaporise et transporte dans l'atmosphère une partie de la charge du sol. Or, si l'on admet, ce qui est fort vraisemblable, qu'en un point A situé à une grande distance verticale au-dessus du sol, le champ électrique n'est pas modifié par ce phénomène, on en conclut, d'après le théorème de Gauss appliqué à un tube de forces allant de A au sol, que la charge totale contenue dans le tube doit

rester constante ; par conséquent *une portion du sol perd exactement la quantité d'électricité qui est transportée par la vapeur qu'elle émet dans l'atmosphère, sans que celle-ci soit récupérée, même partiellement, par la conductibilité du sol.* Si donc la vaporisation se fait, par exemple, dans les conditions de température et d'état hygrométrique de mes expériences, il résulte de celles-ci qu'en moins de deux heures le sol aura perdu ainsi la moitié de sa charge. La densité électrique σ étant devenue moitié moindre, le champ électrique φ près du sol sera devenu aussi moitié moindre ($\varphi = 4\pi\sigma$). Les appareils enregistreurs des observatoires météorologiques mesurent précisément les variations du champ électrique φ dans le voisinage du sol. Or on constate sur les moyennes que, conformément à ces prévisions, toujours dans les saisons et les pays ensoleillés, la courbe du champ électrique présente un minimum pendant les heures chaudes de la journée.

Inversement, après le coucher du soleil, la condensation sur le sol de la vapeur lui ramènera la charge de celle-ci, ce qui doit augmenter le champ électrique. On constate, en effet, que le maximum de sept à huit heures du soir est plus accentué et un peu reculé dans les saisons et les pays ensoleillés.

Je me hâte d'ajouter que, si la vaporisation de l'eau explique complètement, conformément du reste aux vues de Peltier (1), le minimum de jour, elle ne saurait expliquer la plus constante et la plus importante variation du champ électrique dans l'espace de vingt-quatre heures, qui présente un minimum vers quatre heures du matin et un maximum entre sept et huit heures du soir. Ce phénomène est dû à une cause encore inconnue. L'effet de la vaporisation se superpose à l'effet de cette cause.

D'après les observations de M. Chauveau, tandis que le minimum de jour est très marqué au Bureau central météorologique, il est à peine indiqué par un crochet de la courbe au sommet de la tour Eiffel. Ainsi le transport de l'électricité par la vapeur dans les basses couches de l'atmosphère ne fait pas varier sensiblement le champ électrique au sommet de la tour. Il faut en conclure que la vapeur émise par le sol, entre sa formation le matin et sa condensation le soir, ne dépasse pas, ou ne dépasse qu'en très faible quantité la hauteur de 300 mètres par diffusion.

---

(1) *Loc. cit.*

IV

En terminant, j'appellerai l'attention des météorologistes sur les effets que peuvent produire les fumées qui s'échappent des cheminées d'une ville.

On sait, depuis Lavoisier, qu'un corps, en brûlant, produit de l'électricité : les fumées qui s'échappent sont chargées d'une électricité, et le corps qui brûle prend l'autre électricité. Beaucoup de physiciens, Pouillet entre autres, ont mis ce fait hors de doute.

J'ai répété ces expériences en faisant brûler des corps qui produisaient de la fumée (amadou, tabac, copeaux de bois, coton imprégné d'essence de térébenthine) sur le support isolant des expériences précédentes communiquant avec l'aiguille de l'électromètre (méthode hétérostatique).

Dès que la fumée se produit, on voit l'aiguille dévier.

Quand la combustion se fait au fond d'un long tube de laiton, percé de trous dans le bas pour permettre le tirage, ce qui imite mieux ce qui se passe dans une cheminée, l'aiguille ne commence à dévier que lorsque la fumée commence à sortir du tube, conformément aux propriétés du cylindre de Faraday (¹).

La fumée produite par l'amadou, le tabac et l'essence de térébenthine est chargée négativement; la fumée produite par des copeaux de peuplier est chargée positivement.

Les fumées forment souvent au-dessus d'une grande ville un nuage visible. Ce nuage est électrisé et doit agir sur les appareils enregistreurs. Ceux-ci peuvent donc donner des indications différentes de celles que donnerait un appareil placé en pleine campagne, loin de toute habitation (²).

(¹) Ces expériences sont très différentes de celles que j'ai publiées en 1885 sous le nom de *forces électromotrices de combustion* (*J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. IV, p. 254). Dans celles-ci, la flamme très courte et sans fumée du gaz d'éclairage ou de l'hydrogène établissait une différence de potentiel *constante* entre le bec et l'enceinte métallique qui l'entourait; l'ensemble formait une véritable pile. Ici, au contraire, la charge du support où se fait la combustion croîtrait indéfiniment, si la fumée se produisait indéfiniment.

(²) M. Chauveau (*Bulletin des Séances de la Société française de Physique*, 1898) a indiqué les perturbations énormes produites sur les appareils enregistreurs de l'électricité atmosphérique par la fumée blanche (vapeur condensée), qui sort du tuyau des locomotives passant à 300 ou 400 mètres de l'observatoire. Cette vapeur est fortement électrisée par le phénomène d'Armstrong.

SUR UNE MÉTHODE PUREMENT PHYSIQUE POUR LA DÉTERMINATION DES POIDS MOLÉCULAIRES DES GAZ ET DES POIDS ATOMIQUES DE LEURS ÉLÉMENTS;

Par M. Daniel BERTHELOT.

Les équivalents chimiques représentent les proportions pondérales selon lesquelles les corps se combinent.

La méthode la plus directe pour les déterminer est donc la *méthode chimique*, qui consiste à faire l'analyse ou la synthèse d'un corps composé. On obtient ainsi une première échelle d'équivalents et par suite de poids moléculaires.

Mais on peut employer également une *méthode physique*, fondée sur la loi de Gay-Lussac, d'après laquelle les volumes des corps qui se combinent, mesurés à l'état gazeux, sont entre eux dans des rapports simples, et sur le principe d'Avogadro-Ampère, qui est une généralisation de cette loi et d'après lequel les volumes moléculaires de tous les gaz sont égaux. Les densités des gaz mesurés à la même température et sous la même pression fournissent donc une nouvelle échelle de poids moléculaires.

Cependant, en fait, ces deux échelles ne concordent pas exactement; les *densités théoriques* des gaz, calculées d'après les valeurs des équivalents fournis par l'analyse chimique, ne s'accordent qu'imparfaitement avec les *densités expérimentales* trouvées dans les conditions ordinaires de température et de pression.

Ce désaccord tient à ce que le principe d'Avogadro-Ampère ne pourrait être exact pour diverses températures et diverses pressions que si tous les gaz avaient même compressibilité et même coefficient de dilatation. Or aucune de ces deux lois n'est rigoureuse.

Mais il résulte des expériences de Regnault que les coefficients de dilatation des divers gaz, tant sous pression constante que sous volume constant, se rapprochent de plus en plus d'une même valeur égale environ à $\frac{1}{273}$, à mesure que la pression diminue. Par suite, les lois de Gay-Lussac sont des lois limites, vraies pour des pressions très faibles. Nous sommes donc autorisés à admettre que, dans ces conditions, de raréfaction extrême, les volumes moléculaires de tous les gaz sont rigoureusement égaux.

L'échelle physique des poids moléculaires, fondée sur les densités

des gaz, se rapproche donc d'autant plus de l'échelle chimique que la pression est plus faible, et l'on est amené à penser qu'elle se confondrait avec elle si on substituait aux *densités normales* (c'est-à-dire mesurées à 0° et sous la pression de l'atmosphère) les *densités limites* prises sous une pression infiniment faible.

La densité limite d'un gaz ne peut pas être mesurée expérimentalement; mais il est facile de la déduire de sa densité normale, si l'on connaît la loi de compressibilité de ce gaz.

Désignons par v_1 le volume d'une masse de gaz sous la pression normale p_1, par v_0 son volume sous la pression p_0; si le gaz ne suit pas la loi de Mariotte, nous pouvons poser :

$$(1) \qquad 1 - \frac{p_1 v_1}{p_0 v_0} = A_{p_0}^{p_1}(p_1 - p_0),$$

$A_{p_0}^{p_1}$ désignant le coefficient moyen d'écart de la compressibilité du gaz par rapport à la loi de Mariotte entre P_0 et P_1.

Considérons deux gaz G et G′ sous une pression infiniment faible p_1; leurs volumes moléculaires ont une même valeur v_0; comprimons ces deux gaz jusqu'à la pression atmosphérique p_1; leurs volumes moléculaires cessent d'être égaux et prennent les valeurs :

$$v_1 = v_0 \frac{p_0}{p_1}[1 - A_{p_0}^{p_1}(p_1 - p_0)] = u_1[1 - A_{p_0}^{p_1}(p_1 - p_0)]$$
$$v'_1 = v_0 \frac{p_0}{p_1}[1 - A'^{p_1}_{p_0}(p_1 - p_0)] = u_1[1 - A'^{p_1}_{p_0}(p_1 - p_0)],$$

u_1 étant le volume moléculaire que prendraient tous les gaz sous la pression atmosphérique s'ils suivaient la loi de Mariotte.

Si p_0 est infiniment faible, le rapport de ces volumes moléculaires se réduit à :

$$\frac{v_1}{v'_1} = \frac{1 - A_0^{p_1} p_1}{1 - A'^{p_1}_0 p_1}.$$

Les volumes moléculaires des divers gaz G, G′, G″ prennent donc, sous la pression p_1, des valeurs proportionnelles à $1 - Ap_1$, $1 - A'p_1$, $1 - A''p_1$. Soient d_1, d'_1, d''_1, leurs densités sous la pression atmosphérique p_1, leurs poids moléculaires sont égaux aux produits des volumes moléculaires par les densités correspondantes.

c'est-à-dire proportionnels à $(1 - Ap_1)d_1 \ldots (1 - A'p_1)d'_1 \ldots$ $(1 - A''p_1)d''_1$.

En particulier, si les pressions sont évaluées en atmosphères, $p_1 = 1$, et les densités limites des gaz G_1, G'_1, ..., sont proportionnelles à $(1 - A_0^1)d_1$, $(1 - A'^1_0)d'_1 \ldots$ Tout se réduit donc au calcul du coefficient moyen A_0^1 entre 0 et 1 atmosphère.

Le résultat est immédiat pour les gaz dits autrefois *permanents*. On sait, par les expériences de Regnault, que, pour ces gaz, le coefficient $A_{p_0}^{p_1}$ reste sensiblement constant pour des variations de pression de 3 à 4 atmosphères. On peut donc sans erreur sensible prendre entre 0 et 1 atmosphère l'écart mesuré entre 1 et 2 atmosphères.

Dans le cas des gaz facilement liquéfiables, le coefficient $A_{p_0}^{p_1}$ varie assez vite avec p, en sorte que, pour calculer A_0^1, il faut tenir compte de la loi de compressibilité du gaz. Or on connaît, d'une manière approchée et plus que suffisante pour le cas actuel, où il ne s'agit que d'une variation de pression relativement faible, la fonction qui lie le volume et la pression d'une masse gazeuse. Non seulement la formule de M. Van der Waals représente bien l'allure générale du phénomène; mais, si l'on détermine ses coefficients de manière à satisfaire exactement aux expériences pour une portion de la courbe de compressibilité, elle donne des valeurs numériques fort bonnes pour les portions voisines.

Nous poserons donc :

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2}, \tag{2}$$

p, v, T étant la pression, le volume et la température centigrade, augmentée de 273°, de la masse de gaz considérée; a, b, R, trois constantes.

Si l'on choisit pour unité de volume, comme l'a proposé M. Sarrau, le volume qu'occuperait à 0° et sous la pression normale la masse du gaz, s'il suivait dans ces conditions les lois de Mariotte et de Gay-Lussac (ce qui revient à faire lim. $pv = 1$ pour $p = 0$), R prend pour tous les gaz la valeur commune 1 : 273 et le nombre des constantes caractéristiques de chaque gaz se réduit à deux. Dans le cas actuel, toutes nos données se rapportent à 0° centigrade, et l'on a RT = 1.

L'équation (2) contenant deux constantes a et b, il faut deux conditions pour les déterminer. Comme notre but est de calculer la compressibilité du gaz entre 0 et 1 atmosphère, la première condi-

tion imposée à la formule sera de représenter exactement la compressibilité du gaz dans la région voisine où elle a été mesurée avec rigueur, c'est-à-dire de donner exactement le coefficient A_2^1 entre 1 et 2 atmosphères. On fera $p = 1$, $p = 2$ dans l'équation (2), et on calculera les valeurs v_1, v_2, puis l'expression

$$\frac{v_1}{2v_2} - 1 = A_2^1.$$

La seconde condition sera empruntée à l'une des particularités caractéristiques de la courbe de compressibilité; celle qui conduit au calcul le plus simple et qui utilise l'une des constantes des gaz les mieux déterminées consiste à fixer le rapport $\frac{a}{b}$ de manière à retrouver la température critique t_c :

$$(3) \qquad \frac{a}{b} = \frac{27}{8} \frac{273 + t_c}{273}.$$

Le calcul se fait par approximations successives. Sachant que a et b sont toujours petits, on obtient un premier système de valeurs approchées de a et de b, en joignant à la valeur $\frac{a}{b}$ donnée par (3), l'expression approchée :

$$A_2^1 = \frac{a - b}{[1 - 2(a - b)][1 - 3(a - b)]}.$$

On obtient d'ailleurs une première valeur approchée de A_0^1 en posant :

$$A_0^1 = \frac{a - b}{1 - (a - b)}.$$

Si ces valeurs de A_0^1 et A_1^2 étaient rigoureuses, on voit qu'il suffirait de connaître A_1^2 pour en déduire $a - b$ et par suite A_0^1. On n'aurait donc plus besoin de l'équation de Van der Waals, qui aurait seulement servi d'intermédiaire pour le calcul : quand on fait le calcul complet, on constate que la valeur définitive de $1 - A_0^1$ diffère de la valeur approchée fournie par l'expression précédente de moins de $\frac{1}{3000}$ pour les gaz moyennement compressibles comme CO^2; pour SO^2, la différence est

plus forte et atteint $\frac{1}{2000}$. Ces nombres font voir que, dans la détermination de A_0^1, la valeur de A_1^2 joue un rôle prépondérant, et que la valeur de $\frac{a}{b}$ donnée par (3) n'exerce que peu d'influence [1].

Il est intéressant néanmoins de remarquer que cette relation (3) paraît assez bien vérifiée par l'expérience, au moins pour les pressions assez faibles (la pression de 1 atmosphère par exemple) dont il est question ici. En effet, des expressions données plus haut il résulte que, pour que les coefficients d'écart A à la loi de Mariotte sous ces faibles pressions s'annulent, il faut que $\frac{a}{b} = 1$. L'expression (3) fait donc voir qu'un gaz dont la température critique serait — 192° C. suivrait à 0° la loi de Mariotte au voisinage de 1 atmosphère. Or M. Leduc, en traçant la courbe empirique des écarts A pour les faibles pressions $\left(\frac{1}{76}\right.$ de la pression critique$\left.\right)$, a trouvé que l'écart serait nul pour un gaz de point critique égal à — 180°. Pour un tel gaz, la densité limite ne différerait pas sensiblement, à 0° centigrade, de la densité normale.

Les données expérimentales nécessaires au calcul de la densité limite d'un gaz sont : 1° sa densité normale ; 2° sa compressibilité au voisinage de la pression atmosphérique ; 3° sa température critique.

Cette dernière donnée n'a que peu de poids sur le résultat final et peut même être laissée entièrement de côté, dans le cas des gaz permanents.

Les densités normales ont été déterminées avec soin par Regnault pour les gaz hydrogène, azote, air, oxygène et anhydride carbonique.

Depuis, lord Rayleigh a signalé une petite correction qu'il convient d'apporter aux nombres de Regnault pour tenir compte de la con-

---

(1) Les isothermes tracés par M. Amagat, en prenant comme coordonnées pv et p, permettent une discussion géométrique fort simple du problème et une détermination graphique rapide du résultat. Les valeurs de A_0^1 et A_1^2 ne sont autre chose que les quotients changés de signe des coefficients angulaires moyens des isothermes entre les pressions considérées, par les produits p_0v_0 et p_1v_1. Si l'on possédait un nombre suffisant de valeurs du produit pv au voisinage de la pression atmosphérique, on pourrait peut-être arriver ainsi à une évaluation aussi exacte que par le calcul algébrique. Cette méthode aurait l'avantage de ne rien supposer sur la fonction $f(p, v, T)$ en dehors de ce que donne l'expérience.

traction que subit le ballon vide sous l'influence de la pression atmosphérique.

Plus récemment les densités de ces gaz et de divers autres ont été mesurées avec beaucoup de rigueur, d'une manière indépendante, par lord Rayleigh, en Angleterre, et par M. Leduc, en France. Voici les densités trouvées par ces divers expérimentateurs, à 0° et sous la pression atmosphérique normale :

	Regnault (corrigé)	Rayleigh	Leduc
Air	1,00000	1,00000	1,00000
H	0,06949	»	0,06948
O	1,10562	1,10535	1,10523
Az	»	0,96737	0,96717
CO	»	0,96716	0,96702
CO^2	1,52897	1,52909	1,5288
Az^2O	»	1,52951	1,5301
HCl	»	»	1,2692
C^2H^2	»	»	0,9056
SO^2	»	»	2,2639

L'accord de ces divers nombres peut être regardé comme satisfaisant. On remarque pourtant que les nombres de lord Rayleigh sont légèrement supérieurs à ceux de M. Leduc; selon ce dernier savant, cet écart systématique tient à ce que l'air de Londres contiendrait un peu moins d'oxygène que celui de Paris. Il remarque que, si l'on rapporte les densités non pas à l'air, mais à un gaz défini tel que l'oxygène, l'accord a lieu, en général, à 1 : 20000 près; comme j'adopterai plus loin, à l'exemple de la plupart des chimistes, pour base de l'échelle des poids moléculaires, le poids moléculaire de l'oxygène, posé, par convention, égal à 32, ces densités par rapport à l'oxygène sont les seules qui interviendront dans les calculs.

Outre les densités du gaz, il est nécessaire de connaître leur compressibilité au voisinage de la pression atmosphérique. Les expériences classiques de Regnault portent sur les gaz suivants : air, azote atmosphérique, hydrogène, anhydride carbonique. Les expériences de M. Amagat, qui ont mis en lumière les lois générales de la compressibilité des fluides, ne commencent, en général, qu'à des pressions notablement supérieures à la pression atmosphérique; mais tout récemment MM. Leduc et Sacerdote ont déterminé avec beaucoup de précision les coefficients d'écart d'un grand nombre de gaz

par rapport à la loi de Mariotte entre 1 et 2 atmosphères [1].

Voici les nombres qu'ils ont trouvés [2] à la température de 16°:

H	Az	CO	O	
— 0,00061	+ 0,00023	0,00030	0,00061	
CO^2	Az^2O	HCl	C^2H^2	SO^2
0,00526	0,00590	0,00625	0,00655	0,01915

Les coefficients d'écart à la loi de Mariotte donnés ici se rapportent à 16° ; les densités données plus haut se rapportent à 0°. Il est donc nécessaire de ramener ces données à une même température. On peut y arriver soit en ramenant les densités à 16° au moyen des coefficients de dilatation des divers gaz sous la pression atmosphérique, soit en ramenant les coefficients d'écart à 0° au moyen des coefficients de température appropriés.

M. Leduc a calculé ces derniers coefficients ainsi que les coefficients de dilatation, en s'appuyant sur le principe des états correspondants ; le calcul peut s'appliquer à tous les gaz, sauf à l'hydrogène. Celui-ci se trouvant à l'extrémité de la série, l'expérience directe est indispensable pour savoir comment varie A_0^p avec la température. M. Amagat a montré, en 1873, par des expériences faites entre 1 et 2 atmosphères, que, vers 250°, l'écart est toujours négatif, mais plus petit en valeur absolue que vers 0°. Cette constatation est d'ailleurs conforme aux prévisions que l'on peut tirer de l'équation de Van der Waals. Il a reconnu plus tard qu'entre 0° et 100° les isothermes de l'hydrogène (en prenant comme ordonnées *pv* et *p*) ont sensiblement la forme de droites parallèles dont le coefficient angulaire 0,00072 entre 100 et 1000 atmosphères diffère à peine du coefficient 0,00070 qu'on déduit des mesures de Regnault faites vers 8° entre 1 et 20 atmosphères et du coefficient 0,00064 observé à 16° par MM. Leduc et Sacerdote entre 1 et 2 atmosphères. On en conclut que, si A_0^1 est égal à — 0,00061 à 16°, il est égal à — 0,00064 à 0°.

Le tableau suivant contient pour une série de gaz :

1° La densité normale *d*, c'est-à-dire à 0° et sous la pression atmosphérique, du gaz par rapport à l'oxygène; cette densité peut être regardée comme connue à $\frac{1}{10000}$ de sa valeur;

(1) *Comptes Rendus*, 2 août 1897.

(2) Comme j'adopte ici une unité de pression soixante-seize fois plus forte que ces auteurs (l'atmosphère au lieu du centimètre de mercure), les coefficients de leur tableau sont multipliés par 76.

2° La valeur à 0° du coefficient d'écart à la loi de Mariotte A_1^2 entre 1 et 2 atmosphères, qui est connu d'après MM. Leduc et Sacerdote avec une précision de $\pm$ 0,00004 pour les gaz permanents et de $\pm$ 0,00008 pour les gaz facilement liquéfiables;

3° La température critique du gaz empruntée, en général, aux tableaux publiés par M. Mathias dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* (1);

4°, 5° Les coefficients a, b de la formule de Van der Waals, calculés comme il a été dit plus haut; en introduisant ces valeurs de a et de b, ainsi que la valeur $R = \frac{1}{273}$, dans l'équation de Van der Waals appliquée à une masse de chaque gaz égale à sa masse moléculaire, on obtient pour le calcul de la compressibilité des divers gaz au voisinage de la pression atmosphérique des formules préférables à celles qui ont été employées jusqu'ici et dont les constantes étaient calculées au moyen d'expériences moins précises et moins voisines de la pression atmosphérique que celles de MM. Leduc et Sacerdote:

6° Le coefficient d'écart de compressibilité A_0^1 du gaz;

7° Le volume moléculaire normal (c'est-à-dire à 0° et sous la pression atmosphérique) $v_m = 1 - A_0^1$ du gaz;

8° Le poids moléculaire M du gaz, celui de l'oxygène étant posé, par définition, égal à 32,

$$\frac{M}{32} = \frac{1 - A_1^0}{1 - A'^1_0} \times \frac{d}{d'}.$$

A_0^1 désignant le coefficient d'écart du gaz, A'^1_0 celui de l'oxygène, d la densité normale du gaz, d' celle de l'oxygène.

Ces poids moléculaires peuvent être regardés comme déterminés avec une erreur maximum de $\pm \frac{1}{5000}$.

	H	Az	CO	O	CO^2	Az^2O	HCl	C^2H^2	SO^2
d	0,062865	0,87508	0,87495	1	1,38324	1,38450	1,14836	0,81938	2,04835
A_1^2	— 0,00064	+ 0, 00038	0,00046	0,00076	0,00692	0,00783	0,00813	0,00866	0,02599
t_c	— 234°(?)	— 146°	— 140°	— 118°	31°,35	36°,0	52°,0	37°,0	156°
a	»	0,00105	0,00118	0,00159	0,009131	0,010244	0,010442	0,011278	0,028400
b	»	0,00067	0,00072	0,00083	0,002427	0,002682	0,002599	0,002943	0,003350
A_0^1	— 0,00064	0,00038	0,00046	0,00076	0,00674	0,00761	0,00790	0,00840	0,02358
v_m	1,00064	0,99962	0,99954	0,99924	0,99326	0,99239	0,99210	0,99160	0,97612
M	2,0145	28,013	28,007	32	44,000	44,000	36,486	26,020	64,050

(1) Pour CO^2, j'ai admis le nombre de M. Amagat.

Conclusions. — 1° Le volume moléculaire à 0° et sous la pression atmosphérique étant égal à 1, pour un gaz qui suivrait exactement la loi de Mariotte, ce volume a la valeur $1 - A_0^1$ pour un gaz qui ne la suit pas. Le volume moléculaire de l'hydrogène, qui est moins compressible à 0° que ne l'exige la loi, est donc supérieur à 1; celui des autres gaz, qui sont plus compressibles, est inférieur à 1.

Il n'existe qu'un seul cas, où le rapport de deux volumes moléculaires ait été mesuré avec une haute précision : c'est le cas des gaz de l'eau. J'y trouve une confirmation précieuse de mes calculs.

En effet, d'après les valeurs des coefficients A_1^2, fournis par l'expérience directe à 16° et donnés plus haut, le rapport des volumes d'hydrogène et d'oxygène, mesurés à 16° et sous 1 atmosphère, qui se combinent pour former l'eau, est représenté par :

$$\frac{H^2}{O} = 2,00243.$$

M. Scott [1] a trouvé, par des mesures eudiométriques directes à la température du laboratoire, température qu'il ne précise pas, mais qui paraît avoir été prise voisine de 16° :

$$H^2 : O = 2,00245.$$

2° Les poids moléculaires des gaz, simples et composés, donnés plus haut, peuvent servir à calculer leurs poids atomiques. Pour les gaz simples (hydrogène et azote), il suffit évidemment de diviser par 2 les poids moléculaires. On obtient ainsi 1,0072 et 14,007. Pour les gaz composés, oxygénés ou hydrogénés, sachant que O = 16 par convention, et que H = 1,0072, on obtient le tableau suivant :

CO = 28,007	CO^2 = 44,000	Az^2O = 44,000
O = 16	O^2 = 32,000	O = 16,000
C = 12,007	C = 12,000	Az = 14,000
HCl = 36,486	C^2H^2 = 26,020	SO^2 = 64,050
H = 1,007	H^2 = 2,014	O^2 = 32,000
Cl = 35,479	C = 12,003	S = 32,050

Le poids atomique de l'élément étudié se déduit avec d'autant plus d'exactitude du poids moléculaire du composé correspondant, que cet élément y entre pour une plus forte proportion. Les com-

(1) *Proceed. Roy. Soc.*, t. LIII, p. 130; 1893.

posés hydrogénés sont plus favorables au calcul que les composés oxygénés. En effet, C forme en poids les $\frac{12}{13}$ de C^2H^2; Cl, les $\frac{35}{36}$ de HCl; tandis que S ne forme que $\frac{1}{2}$ de SO^2; Az, moins de $\frac{1}{3}$ de Az^2O, et C les $\frac{3}{11}$ de CO^2. Ce dernier cas est le plus défavorable de tous. L'erreur relative sur le poids atomique du carbone, déduit de la densité de CO^2, est presque quadruple de l'erreur qui existe sur cette densité même.

On trouve, en résumé, les poids atomiques suivants :

Hydrogène. — La densité limite de l'hydrogène conduit à H = 1,00724, en adoptant pour le rapport des densités de l'hydrogène et de l'oxygène la valeur 0,062865 de M. Leduc. Si l'on adopte la valeur 0,062892 trouvée par M. Morley, on obtient H = 1,00772. La moyenne de ces deux nombres, H = 1,0075, concorde exactement avec la valeur moyenne qui résulte des nombreuses synthèses de l'eau, faites depuis quelques années.

Carbone. — La densité limite de CO donne 12,007; celle de CO^2 donne 12,000 (¹); celle de C^2H^2 donne 12,003. On peut adopter finalement C = 12,004, nombre identique avec celui qui résulte des meilleures synthèses de CO^2 par combustion du diamant.

Azote. — La densité limite de Az donne 14,007; la densité limite de Az^2O donne 14,000. Ce dernier gaz étant plus difficile à obtenir pur et sa densité ayant été l'objet de mesures moins nombreuses que celle de Az, nous attribuons plus de poids au premier nombre, et nous adopterons Az = 14,005. Il est intéressant de remarquer que les densités de ces deux gaz nous conduisent, pour le poids atomique de l'azote, à des valeurs concordantes à $\frac{1}{2000}$. Dans le cas de l'azote, en effet, les méthodes chimiques sont fort indirectes et médiocrement concordantes. Stas a obtenu Az = 14,044; mais d'autres cycles de réactions donnent des nombres plus bas, tels que 14,019 (Thomsen, 1894) et 14,012 (Hill, 1894).

Argon. — Selon lord Rayleigh (²) la densité de l'argon par rapport à l'oxygène est 1,24623, et, d'après M. Ramsay, ce nombre n'est pas sensiblement modifié par la présence des nouveaux gaz

(¹) 12,0035, si l'on adopte le nombre de lord Rayleigh.
(²) *Proceed. Roy. Soc.*, t. LXII, p. 209; 1898.

qu'il a reconnus dans l'air. La compressibilité de l'argon n'a pas été étudiée expérimentalement, mais sachant que ses constantes critiques sont $t_c = -121°$; $p_c = 50$ atmosphères, on peut calculer A_0^1 en appliquant le principe des états correspondants, comme l'a fait M. Leduc, c'est-à-dire en traçant la courbe ayant pour abscisses $t_c + 273$, et pour ordonnées $A_0^1 p_c$ au moyen des données connues sur les gaz à points critiques voisins (Az, CO, O, AzO) et en relevant sur l'abscisse $t = 273° - 121° = 152°$ la valeur du produit $A_0^1 p_c$ relatif à l'argon. On trouve ainsi $A_0^1 = 0{,}00070$, $v_m = 0{,}99930$, $M = 39{,}882$.

Chlore. — La densité limite de HCl donne Cl $= 35{,}479$. Stas a trouvé [1] par la synthèse du chlorure et par l'analyse du chlorate d'argent Cl $= 35{,}456$.

Ce nombre diffère d'une manière sensible de celui auquel nous arrivons par la méthode des densités limites. Comme ce dernier est déduit de la densité d'un seul composé chloré (HCl), préparé d'une seule manière, il est prudent de faire des réserves pour ce cas.

Soufre. — La densité limite de SO^2 conduit à S $= 32{,}050$. Stas a trouvé, par la synthèse du sulfure d'argent et par l'analyse du sulfate, S $= 32{,}058$, nombre qui concorde à moins de 1 : 3000 avec le précédent.

Pour donner une idée de l'erreur que l'on commettrait dans le cas de SO^2 en prenant la densité normale au lieu de la densité limite, je dirai que l'on en déduirait S $= 33{,}55$.

En résumé, les calculs précédents justifient le point de vue dont je suis parti, à savoir que l'hypothèse d'Avogadro et d'Ampère, d'après laquelle : *Volumes égaux de tous les gaz renferment même nombre de molécules*, est une loi limite qui se vérifie exactement pour de très faibles pressions. Par suite : *les poids moléculaires des gaz sont proportionnels à leurs densités limites. Ces densités limites s'obtiennent en multipliant leurs densités normales (c'est-à-dire prises à 0° et sous la pression atmosphérique) par le facteur* $1 - A_0^1$, *qui représente l'écart de la compressibilité du gaz par rapport à celle d'un gaz parfait entre* 0 *et* 1 *atmosphère.*

On obtient ainsi les poids atomiques

O	H	C	Az	S	A
16	1,0075	12,004	14,005	32,050	39,882

(1) Cf. le calcul systématique des expériences de Stas, donné par M. Van der Plaats dans les *Annales de Chimie et de Physique* (6e série, t. VII, 1886) et dans les *Comptes Rendus*, t. CXVI, 1893.

Cette méthode, purement physique, pour la détermination des poids atomiques, donne, toutes les fois qu'il est possible de préparer les gaz purs, une précision égale à celle des meilleures méthodes chimiques dans un cas où celles-ci sont directes, et peut l'emporter sur elles dans les cas (comme celui de l'azote) où elles sont indirectes.

RADIOCONDUCTEURS A DISQUES MÉTALLIQUES ;

Par M. Édouard BRANLY.

On ne fait habituellement usage que de radioconducteurs à contacts visiblement imparfaits ; le modèle que j'ai présenté aux dernières séances de Pâques de la Société de Physique s'écarte des types ordinaires.

Une colonne d'environ quarante disques d'un métal (fer ou aluminium ou bismuth par exemple), surmontée d'un poids de 1 kilogramme pour assurer les contacts (1), est intercalée dans le circuit d'un élément de pile et d'une sonnerie électrique. Les disques ont été nettoyés et polis ; leur surface est importante, car ils ont 35 millimètres de diamètre ; leur épaisseur, voisine de 10 millimètres, a permis de les bien dresser ; malgré cela, la colonne offre une grande résistance au passage du courant, et la sonnerie reste silencieuse.

A une distance de quelques mètres, on a disposé un excitateur actionné par une bobine d'induction de 2 centimètres d'étincelle ; si l'on fait fonctionner le radiateur, la conductibilité de la colonne augmente brusquement d'une façon notable, car la sonnerie se fait entendre. Un petit choc produit sur le haut de la colonne arrête la sonnerie en rétablissant la résistance primitive.

Il est intéressant de remarquer qu'on peut isoler complètement la colonne du reste du circuit, en ne lui laissant même attaché aucun fil de communication ; l'éclatement d'une étincelle à distance rend la colonne conductrice ; on s'en assure en touchant le sommet et la base avec les deux fils de la pile : la sonnerie se fait entendre. Un léger choc sur le haut de la colonne rétablit la résistance comme précédemment.

---

(1) Cette colonne est figurée dans le fascicule de Janvier 1899 du *Journal de Physique*, p. 22.

Comme je l'ai indiqué dans mon article du mois de Janvier, il y a des métaux, tels que le cuivre, l'argent, le laiton, etc., pour lesquels la résistance de la colonne reste toujours négligeable, avant comme après la production d'étincelles électriques soit au voisinage, soit au contact direct.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXV; 1898.

ISIDOR BERNFELD. — Studien über Schwefelmetallelektroden (Études sur les électrodes en sulfures métalliques). — P. 46-74.

Dans une première étude qualitative, l'auteur étudie les phénomènes d'électrolyse en solution acide, basique ou neutre entre une électrode de platine et une électrode constituée par un minerai sulfuré (blende, pyrite, stibine...).

Le sulfure étant anode : en solution acide le métal se dissout et le soufre reste ou se transforme en SO^4H^2, suivant la densité du courant. En solution basique, le métal passe à l'état d'oxyde hydraté et le soufre à l'état d'acide sulfurique.

Le sulfure étant cathode : en solution acide, il se dégage H^2S, et le métal reste ; en solution basique, le soufre se transforme en sulfure alcalin, et le métal forme une boue qui se dépose.

Dans une seconde partie de ce travail, l'auteur mesure la conductibilité de la blende par la méthode du pont et du galvanomètre; la résistance varie avec la direction, la durée et l'intensité du courant, mais en tous les cas elle diminue quand la température augmente, et le passage du courant ne produit pas d'électrolyse ; un courant de 1A traversant une plaque de galène pressée entre deux plaques d'argent ne noircit pas celles-ci. La conductibilité de la galène est donc analogue à celle du charbon. Dans l'électrolyse d'une solution de soude entre cathode de blende et anode de platine, la quantité de plomb et de sulfure de sodium formée correspond à la loi des équivalents de Faraday; la quantité d'électricité était mesurée par un voltamètre à cuivre.

Enfin, dans une troisième partie, l'auteur mesure la force électro-

motrice des chaînes de concentration formées de

Sulfure | sol. NaHS concentr. c || sol. NaHS concentr. $c' = \frac{1}{2} c$ | Sulfure
(saturés de sulfure)

Les mesures sont faites indirectement en déterminant avec l'électromètre capillaire la différence de potentiel aux extrémités de deux chaînes :

— Sulfure | sol. $NaHS_c$ || KCl normal | Calomel | Hg +
et
— Sulfure | sol. $NaHS_{c'}$ || KCl normal | Calomel | Hg +

La différence des forces électromotrices de ces deux chaînes donnait la force électromotrice cherchée π.

Les nombres trouvés correspondent parfaitement avec la formule de von Helmholtz explicitée par Nernst :

$$\pi = RT \frac{1}{n.\varepsilon} \log \frac{c}{c'} \text{ (1)}.$$

(R, constante des gaz; T, température absolue; n, valence de l'ion transporté; ε, quantité d'électricité que transporte 1 ion-gramme de valence 1, soit 96540 C.), à condition de faire $n = 1$. Les ions qui servent à l'électrolyse de NaHS sont donc monovalents; HS joue le rôle d'anion.

Il en est de même dans les solutions de sulfure neutre Na^2S; ce fait concorde bien avec les recherches de Thomsen et de Sabatier d'après lesquelles les sulfures alcalins et alcalino-terreux se décomposent dans les solutions étendues en sulfhydrate et oxyde.

La formule de Nernst, appliquée au cation, permet de déterminer la solubilité des sulfures dans NaHS normal sous une atmosphère de H^2S.

KURILOFF. — Gleichgewichtsverhältnisse zwischen Ammoniumnitrat und Ammoniak (Conditions d'équilibre entre l'azotate d'ammoniaque et le gaz ammoniac). — P. 106-111.

Raoult, Troost ont étudié le produit d'addition de l'azotate d'ammoniaque et de l'ammoniaque et ont attribué à cet *ammoniacate* liquide la formule $3AzH^3,2AzH^4AzO^3$.

(1) Voir WIEDEMANN, *Die Lehre von der Elektricität*, t. II, p. 1059; 1894; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 222.

D'après les mesures de tension effectuées par l'auteur, le composé observé serait une dissolution saturée d'azotate d'ammoniaque dans l'ammoniaque; la tension constante de l'ammoniaque correspondrait à une tension de vapeur de la solution, maintenue saturée par la formation d'un précipité blanc d'azotate. En faisant absorber du gaz ammoniac sec par du nitrate d'ammoniaque, on ne peut obtenir qu'un seul ammoniacate $3AzH^3,AzH^4AzO^3$ existant seulement audessous de — 40°.

K. HOPFGARTNER. — Ueber Stromleitung in gemischten Lösungen von Elektrolyten (Passage du courant à travers des solutions d'électrolytes mélangés). — P. 115-144.

Hittorf a réfuté l'hypothèse admettant que dans l'électrolyse d'un mélange le courant est transporté d'abord par l'électrolyte le plus facilement décomposable, puis par l'électrolyte moins facilement décomposable, quand la densité du courant devient suffisante. Il a montré que le courant se partage entre les deux électrolytes en solution, dans le rapport de leurs conductibilités. Dans la théorie de la dissociation électrolytique, il ne peut être question de partage du courant entre des molécules salines, les ions intervenant seuls dans le transport de l'électricité. Le nombre des cations et des anions existant en solution est seul important, à quelque molécule qu'ils aient appartenu avant la décomposition électrolytique. M. Planck a établi une formule qui s'énonce en langage ordinaire : Pour une solution de deux corps, le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ entre les nombres de cations de chaque espèce dans l'unité de volume de la dissolution est proportionnel au rapport $\frac{N_1}{N_2}$ des nombres de ces cations transportés par le courant à la cathode.

L'auteur se propose de vérifier ces théories de Hittorf et de M. Planck en déterminant pour un mélange de deux électrolytes ayant le même anion :

1° Le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ au moyen des nombres n_1, n_2, fournis par la mesure des conductibilités de chaque électrolyte ;

2° Le rapport $\frac{N_1}{N_2}$ par des mesures de variation de concentration à

la cathode. Ces dernières mesures ont été faites avec un appareil analogue à celui de Hittorf, sous la forme employée par Lenz, qui est très propre à empêcher les courants de convection dus aux variations de température et de concentration.

Quant aux conductibilités, elles ont été déduites par extrapolation au moyen de la formule de Rudolphi, des nombres mesurés par différents expérimentateurs pour des solutions moins concentrées.

Les mélanges étudiés (HCl et NaCl, HCl et $BaCl^2$, KI et KCl, $MgSO^4$ et $CuSO^4$ à différentes concentrations) ont donné un accord satisfaisant avec la théorie.

En comparant les quantités de sels transportées aux quantités déduites théoriquement des nombres de transport de chaque sel pris isolément, l'auteur conclut que l'hypothèse de l'invariabilité des nombres de transport dans les mélanges se vérifie jusqu'à des concentrations moyennes des dissolutions et que, par suite, la loi de partage du courant entre les deux électrolytes est valable pour des concentrations beaucoup plus élevées que ne l'avait admis Schrader.

Ceci suppose toutefois que l'on peut déduire la loi du partage du courant dans l'intérieur du liquide des phénomènes de transport aux électrodes.

W. PALMAER. — Ueber die Wirkungsart der Tropfelektroden (Sur le mode d'action des électrodes à gouttes). — P. 265-284.

D'après une théorie de Nernst, l'élément galvanique qu'on obtient en reliant par un conducteur une masse de mercure fixe à une masse de mercure s'écoulant par une pointe dans un électrolyte additionné de sel mercureux serait simplement une chaîne de concentration dont la force électromotrice serait donnée par la formule générale $F = RT \log \frac{x}{c}$, x et c étant les concentrations du mercure à la pointe et à la surface large. Soit, en effet, un électrolyte contenant des ions Hg, une solution de calomel par exemple. Avant tout écoulement il existe entre la solution et chacune des surfaces de mercure une même différence de potentiel. Considérons maintenant une goutte à l'extrémité capillaire; elle se recouvre d'une couche double, les ions $\overset{+}{Hg}$ rentrent dans le mercure, tandis que les ions $\overset{-}{Cl}$ recouvrent la surface de la goutte et se trouvent entraînés avec elle quand elle

se détache; la solution va donc s'appauvrir à la pointe. Sur la surface large arrivent des gouttes entraînant des ions $\bar{Cl}$; comme la différence de potentiel normale existe déjà entre la solution et la surface large, les ions $\bar{Cl}$ doivent disparaître, et pour cela de nouveaux ions $\overset{+}{Hg}$ doivent entrer en dissolution en formant du calomel qui augmente la concentration près de la surface large.

L'auteur s'est proposé de vérifier cette variation de concentration au voisinage des deux surfaces de mercure. La conductibilité et, *a fortiori*, l'analyse chimique ne peuvent donner aucun résultat. La formation d'une chaîne de concentration était seule suffisamment précise; l'expérience confirme l'appauvrissement au voisinage de la pointe et la concentration au voisinage de la surface libre :

près de la pointe — milieu de la solution

$$- Hg_1 \mid \text{électrolyte} \parallel \text{électrolyte} \mid Hg_2 + = + 0^v,153$$

près de la surface large — milieu

$$+ Hg_3 \mid \text{électrolyte} \parallel \text{électrolyte} \mid Hg_2 - = - 0^v,045$$

Hg_1, Hg_2, Hg_3 étaient des électrodes auxiliaires de mercure placées au voisinage de la pointe, au milieu et au bas de la solution; un dispositif spécial évitait autant que possible la diffusion dans l'électrolyte au voisinage de Hg_1 et Hg_2.

La méthode permettra de mesurer la différence de potentiel Hg | électrolyte.

A. v. HEMPTINNE. — Ueber die Zersetzung einiger Stoffe unter dem Einfluss elektrischer Schwingungen (Décomposition de quelques corps sous l'influence des oscillations électriques). — P. 284-300.

Sous l'influence des oscillations électriques, dans un tube de verre placé entre deux feuilles de zinc reliées à l'appareil de Lecher, les molécules se décomposent. Les alcools, aldéhydes, cétones, acides, éthers, qui ne contiennent qu'un ou deux atomes d'oxygène, et ont une constitution relativement simple, se scindent en un groupement hydrocarburé, qui se détache en bloc de la molécule, et en oxygène qui réagit sur les autres groupes pour donner H et CO ou CO^2 suivant les cas. Dans les corps qui contiennent plus de deux molécules d'oxygène, la molécule semble se rompre en plusieurs endroits; les composés du benzène donnent des produits complexes avec formation de résines.

E. COHEN. — Ueber eine neue (vierte) Art Umwandlungselemente [Sur une nouvelle (quatrième) espèce d'élément à point de transformation]. — P. 300-305.

La variation de la force électromotrice de l'élément Clark en fonction de la température cesse d'être continue au point de transformation du sulfate de zinc ($ZnSO^4,7H^2O$ en $ZnSO^4,6H^2O$). La température à laquelle se produit ce changement a été déterminée par l'auteur par plusieurs procédés :

1° Par les mesures électrométriques qui donnent 38°,45 ;

2° Par des mesures de solubilité du sulfate de zinc, 39°,9;

3° Par des mesures de dilatation thermique, 38°,50.

Selon que la solution saturée sera en présence de l'hydrate à 7 ou à $6H^2O$, la force électromotrice de l'étalon Clark sera

$$E_t = 1,4 - 0,0_3152\,(t - 39) - 0,0_57\,(t - 39)^2$$

ou

$$E_t = 1,4 - 0,0_2102\,(t - 39) - 0,0_54\,(t - 39)^2$$

G. TAMMANN. — Ueber die Abhängigkeit der Zahl der Kerne, welche sich in verschiedenen unterkühlten Flüssigkeiten bilden, von der Temperatur [Variation avec la température du nombre des centres de cristallisation dans les liquides en surfusion (ou sursaturation)]. — P. 441-480.

Le passage de l'état liquide à l'état cristallisé commence toujours en des points isolés d'autant plus nombreux que la surfusion est plus grande et que le volume du liquide est lui-même plus grand. Si l'on choisit des corps pour lesquels la vitesse de cristallisation n'est pas trop grande, on peut observer la formation des noyaux, suivre leur accroissement et déterminer leur nombre. L'auteur étudie la surfusion et la cristallisation d'environ cent cinquante corps ; parmi les résultats les plus importants de ses recherches, nous citerons les suivants :

1° Quand la surfusion augmente, le nombre des noyaux croît jusqu'à un maximum, puis décroît d'une façon à peu près symétrique. Ce maximum est toujours dans l'intervalle où la vitesse de cristallisation décroît avec la température ;

2° Le nombre des noyaux est extraordinairement influencé par l'addition de corps étrangers solubles ou insolubles; il est tantôt augmenté, tantôt diminué ;

3° Quand la surfusion est considérable, il se forme, en général plusieurs noyaux de cristaux polymorphes, chaque espèce ayant ses centres de cristallisation propres et subissant une modification spéciale par la présence de corps étrangers;

4° Par un refroidissement rapide, le $\frac{1}{3}$ au moins des cent cinquante corps étudiés a donné un liquide en surfusion de très grande viscosité, analogue à du verre; il est probable que, par un refroidissement suffisamment rapide, tous les corps peuvent être ainsi obtenus à l'état amorphe et vitreux.

E. COHEN. — Studien über den Einfluss des Mediums auf die Reaktionsgeschwindigkeit gazförmiger systeme (Influence du milieu sur la vitesse de réaction dans les systèmes gazeux). — P. 483-497.

Les recherches de Menchutkin, de Carrara, ont établi que la vitesse de réaction de deux corps est essentiellement variable avec la nature des liquides où elle se produit. L'auteur recherche si la vitesse de réaction d'un gaz varie également avec la nature du milieu gazeux. Il étudie pour cela la vitesse de décomposition de l'hydrogène arsenié AsH^3 à 310° dans une atmosphère d'hydrogène ou d'azote, et trouve que la constante de dissociation

$$k = \frac{1}{t} \log \frac{p_0}{3p_0 - 2p_t}$$

(p_0, pression initiale; p_t, pression après le temps t) n'est pas influencée par la présence des gaz étrangers; la vitesse de réaction reste donc la même.

Avant l'expérience, les tubes à dissociation étaient complètement recouverts d'un dépôt d'arsenic pour éviter l'influence perturbatrice des parois, considérable dans le cas étudié.

H. EULER. — Ueber die innere Reibung elektrolytischer Lösungen (Sur le frottement interne des solutions électrolytiques). — P. 536-542.

Arrhenius a établi que dans une solution de deux sels le frottement spécifique interne H est lié aux constantes de frottement spécifique A et B des sels dissous par la relation $H = A^x B^y$, x et y étant les concentrations des deux sels.

L'auteur applique cette loi aux ions provenant de la dissociation électrolytique d'un sel. Dans une solution de KCl, les ions K et Cl ont la même vitesse de transport ; si on admet qu'ils ont aussi le même coefficient de frottement, la loi d'Arrhenius donnera le coefficient de frottement des ions K ou Cl, connaissant celui de KCl ; on peut alors, en appliquant la loi à d'autres sels, en déduire de proche en proche les coefficients de frottement de tous les autres ions.

Les coefficients de frottement des ions, ainsi calculés, se rangent exactement dans le même ordre que les vitesses de transport (nombres de Hittorf). Les ions H et OH font cependant exception, ce qui confirme l'hypothèse, déjà déduite de plusieurs autres considérations, que ces ions jouent en solution aqueuse un rôle tout spécial ; l'auteur en tire, de plus, une interprétation des coefficients de frottement négatifs.

A. COHEN. — Ueber Elektrostenolyse (Sur l'électrosténolyse). — P. 651-657.

Braun a observé que, si l'on place dans une solution saline un tube de verre plein de la même dissolution et fêlé dans le fond, en plongeant deux électrodes, l'une dans le tube, l'autre en dehors, un dépôt métallique se fait sur la fêlure ; il a appelé ce phénomène *électrosténolyse*.

L'auteur en donne une explication : le verre, au contact de l'eau, serait chargé négativement et retiendrait les ions chargés positivement, c'est-à-dire les cations. Le métal ainsi séparé ne pourra donner lieu à un dépôt réel et visible, et former un conducteur intermédiaire, que si la dissolution du côté anode ne compense pas l'accroissement du côté cathode ; c'est ce qui a lieu pour les sels de Cu, Zn, Ni, ... Au contraire, le dépôt ira en croissant dans l'un des trois cas suivants : 1° l'anion n'attaque pas le métal ; 2° il se forme une combinaison insoluble, par exemple un superoxyde du côté anode ; 3° l'anion agit sur la dissolution comme dans le cas des sels de sous-oxydes.

L'électrosténolyse ne se produit en effet que dans l'un des cas précédents.

J. Guinchant.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVII, n° 2; 1899.

A. SOMMERFELD. — Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen langs eines Drahtes (Sur la propagation d'ondes électrodynamiques le long d'un fil). — P, 223-290.

Étude théorique détaillée des conditions de propagation d'une perturbation périodique le long d'un fil. L'auteur rappelle les équations de Maxwell et de Hertz et les recherches théoriques, analogues aux siennes, de J.-J. Thomson [1]. Dans le cas d'un fil indéfini de section circulaire, on est conduit à une équation différentielle qui peut s'intégrer au moyen des fonctions de Bessel. Mais l'étude de la solution n'est véritablement abordable que dans les cas extrêmes, qui se distinguent ici en supposant la quantité $A = 2\pi a \sqrt{\mu c N}$ très grande ou très petite (a, rayon du fil; μ, perméabilité magnétique supposée constante; c, conductivité; N, fréquence de la perturbation périodique).

1° Quand A est grand, les forces électrique et magnétique décroissent très rapidement, dans l'intérieur du fil, à partir de la surface; l'écart entre la vitesse de propagation et celle de la lumière est faible, ainsi que l'amortissement, et d'autant plus que A est plus grand. Ainsi, pour un fil de cuivre de 4 millimètres de diamètre, et $N = 10^9$, la vitesse de propagation est seulement inférieure de 8 kilomètres à celle de la lumière, et l'amplitude de la perturbation n'est réduite à la fraction $\frac{1}{e}$ de sa valeur qu'après un parcours de $1^{km},5$;

2° Quand A est petit, l'écart entre la vitesse de propagation et celle de la lumière est notable, ainsi que l'amortissement, et d'autant plus que A est plus petit; la localisation superficielle est beaucoup moins prononcée. Avec un fil de platine de $0^{mm},004$ de diamètre, et N = 3.108, la vitesse est environ les 3/4 de celle de la lumière, et l'amplitude est réduite à la fraction $\frac{1}{e}$ après seulement 17 centimètres.

Ch. Maurain.

[1] J.-J. Thomson, *Recent Researches in El. and Magn.* Oxford, 1893.

N. SCHILLER. — Die Bedeutung des osmotischen Druckes in der Thermodynamik der Lösungen (L'importance de la pression osmotique dans la thermodynamique des dissolutions). — P. 291-306.

Mémoire de thermodynamique dans lequel l'auteur montre comment la considération de la pression osmotique et de ses propriétés conduit à quelques-unes des formules les plus importantes de la thermodynamique des dissolutions, par exemple la formule de Kirchhoff sur la chaleur de dilution, les lois de von Babo.

L. MARCHIS.

W. SCHAUFELBERGER. — Ueber Polarisation und Hysteresis in dielektrischen Medien (Sur la polarisation et l'hystérésis dans les diélectriques). — P. 307-324.

Au lieu d'étudier l'hystérésis diélectrique au moyen du dégagement de chaleur qui en résulte, l'auteur emploie des oscillations d'un ellipsoïde de révolution suspendu par un fil de torsion entre les armatures planes d'un condensateur. Celui-ci était chargé au moyen d'une batterie de petits accumulateurs dont le nombre a été jusqu'à 2.500. L'hystérésis est beaucoup plus considérable dans le caoutchouc vulcanisé (hartgummi) que dans la paraffine. La méthode convient particulièrement aux cas où elle est faible. Ainsi, pour la paraffine, l'énergie absorbée est proportionnelle au carré du champ électrique.

CH. MAURAIN.

R. DENNHARDT. — Ueber Beziehung zwischen Fluiditat und elektrolytischer Leitfähigheit von Salzlösungen, sowie über die Leitfähigket, von Oelsaüre und deren Alkalisalzen in Wasser bez. Alkoholen bei verschiedenen Temperaturen (Sur les relations entre la fluidité et la conductibilité électrolytique des solutions salines, ainsi que sur la conductibilité de l'acide oléique et de ses sels alcalins dans l'eau et les alcools à différentes températures). — P. 325-344.

Un grand nombre de solutions salines présentent un maximum de fluidité, qui a lieu pour une concentration d'autant plus élevée et qui est d'autant plus marquée que la température est plus basse. M. Dennhardt a déterminé les conductibilités moléculaires de ces solutions (AzH^4Br, AzH^4AzO^3, AzH^4Cl, $KAzO^3$, KI, KBr, KCl) aux températures de 0°, 10° et 18°, et a constaté qu'elles ne présentent

aucune particularité pour les concentrations correspondant aux maxima de fluidité.

Il a ensuite déterminé les conductibilités de l'acide oléique et de ses sels. Cet acide lui-même conduit très mal; mais ses solutions dans les alcools méthylique et éthylique ont une conductibilité considérable.

Ces dernières solutions présentent des maxima de conductibilité moléculaire correspondant aux minima des coefficients de température, et inversement.

Sous ce rapport, l'acide oléique se conduit comme ses homologues inférieurs (acides formique, acétique, etc.).

Les solutions aqueuses des oléates présentent des minima de conductibilité moléculaire, mais non les solutions alcooliques. Cette particularité serait due à une scission hydrolytique de ces sels; ainsi l'oléate de sodium se scinderait d'abord en oléate acide, colloïdal, et en soude, pour une teneur de $\frac{1}{3}$ d'équivalent par litre; puis, pour une dilution plus grande, il y aurait séparation d'acide oléique et d'hydroxyde de Na libres.

Plusieurs auteurs ont admis l'existence d'oléates basiques; M. Dennhardt n'a pas pu obtenir de confirmation à cette hypothèse.

H. Bagard.

W. VOIGT. — Zur Theorie der magneto-optischen Erscheinungen (Sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques). — P. 345-365.

M. Voigt a déjà publié [1] une théorie où il a cherché à relier les phénomènes magnéto-optiques, à l'aide d'une extension des équations de la propagation de la lumière dans les corps doués d'absorption sélective. C'est le même but qu'il se propose d'atteindre, par une autre voie, dans le travail actuel. Il part cette fois des équations déduites par Drude des travaux de Hertz, en introduisant dans ces équations des « vecteurs électriques auxiliaires » caractérisant l'état des particules matérielles. Les formules finales sont équivalentes, pour les points essentiels, avec celles qu'il avait déjà obtenues.

Les phénomènes magnéto-optiques que M. Voigt cherche à relier ainsi par une théorie commune sont les suivants :

---

(1) *Nachrichten de Göttingue* (*Heft* 4, p. 229; 1898).

I. *Parallèlement aux lignes de force.* — 1° La modification des raies d'absorption (Zeeman); 2° la polarisation rotatoire magnétique (Faraday), et comme cas particulier, la polarisation rotatoire magnétique très intense de la vapeur de sodium près des raies D (expériences de Macaluso et Corbino).

II. *Perpendiculairement aux lignes de force.* — 1° La modification des raies d'absorption (phénomène de Zeeman); 2° la double réfraction présentée par la vapeur de sodium dans le voisinage des raies, sous l'influence du champ magnétique. On sait que M. Voigt a observé le premier, en collaboration avec M. Wiechert, cette biréfringence en utilisant les franges données dans un spectre, par un compensateur de Babinet. Je l'ai même observée, de mon côté, à l'aide d'un procédé expérimental différent (1).

M. Voigt déduit de ses calculs que cette double réfraction doit s'observer même dans les corps transparents, à un faible degré, il est vrai. Il l'a recherchée dans un flint très dense en s'arrangeant de manière que les rayons traversent plusieurs fois la lame perpendiculairement au champ. Il lui parut que la frange observée se déplaçait quelque peu; mais, dit-il, ce déplacement est à la limite des phénomènes observables (2).

III. M. Voigt retrouve, par sa théorie, les équations qui représentent, d'après M. Drude, les observations sur le phénomène de Kerr (propriétés optiques des métaux aimantés).

A. COTTON.

W. VOIGT. — Ueber die Proportionalität von Emissions und Absorptions-vermögen (Sur la proportionnalité du pouvoir émissif et du pouvoir absorbant). — P. 366-387.

Il s'agit de la loi de Kirchhoff, d'après laquelle le rapport $\frac{e}{a}$ du pouvoir émissif et du pouvoir absorbant pour une radiation déterminée, est le même pour tous les corps et ne dépend que de la température. Kirchhoff a relié cette loi à l'équilibre de la température dans une enceinte close; mais ce n'est pas là une explication rattachant cette loi aux théories générales de l'optique.

(1) *Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences* du 5 février.

(2) J'avais recherché autrefois cette double réfraction dans divers liquides, avec un résultat négatif. M. Brace a récemment étudié la question et est arrivé, lui aussi, à une conclusion négative.

M. Voigt cherche à la relier aux équations de la théorie électromagnétique, dans lesquelles il introduit, pour rendre compte de l'émission, des termes correspondant à des vecteurs particuliers (Erregungen) relatifs aux particules matérielles.

Le corps est pris sous la forme d'une couche à faces planes et parallèles. M. Voigt suppose d'abord que les termes précédents ont la même valeur, à un instant quelconque, en tous les points de cette couche, et admet, de plus, pour l'onde dont on étudie l'absorption, une constitution également « homogène ». Il trouve alors que la loi de Kirchhoff ne s'applique pas : le rapport $\frac{e}{a}$ pour une substance donnée *dépendrait de l'épaisseur de la couche.*

M. Voigt imagine alors la couche décomposée en une série de couches minces; il suppose que les mouvements d'une couche à l'autre sont complètement « incohérents » et admet pour l'onde incidente une distribution analogue.

La valeur trouvée pour le rapport $\frac{e}{a}$ peut alors, d'après M. Voigt, être considérée comme *à peu près* indépendante de l'épaisseur. En écrivant que cette valeur est la même pour tous les corps, il obtient des relations exprimant des conditions auxquelles doivent satisfaire les termes introduits dans les équations.

Il n'y a donc pas là, à proprement parler, une *explication* théorique de la loi de Kirchhoff, qui n'est pas *déduite* des équations dont on est parti. De même, dit M. Voigt (1), « il y a certains principes « généraux de thermodynamique que l'on peut déduire directement « des théories cinétiques des gaz et des liquides. Leur exactitude « exige que certaines conditions soient remplies; mais ces conditions ne résultent pas des seules hypothèses critiques. »

A. Cotton.

A.-M. SCOTT. — Studien über Polarisationscapacität (Études sur la capacité de polarisation). — P. 388-420.

L'auteur, en collaboration avec M. Nernst, a fourni dans un mémoire antérieur (2), l'explication des phénomènes de polarisation

(1) *Wiedemann's Annalen*, LXVII, p. 380; 1899.

(2) Voir l'analyse qui en a été donnée dans ce *Journal*, 3e série, t. VII, p. 301; 1898.

observés sur les membranes minces d'or et de platine. Dans le mémoire actuel, il commence par justifier l'application qu'il a faite à l'étude de ces phénomènes, de la méthode imaginée par Nernst, pour déterminer à la fois la résistance d'une portion de circuit et la capacité d'un condensateur qu'il peut comprendre, au moyen d'un courant alternatif.

M. Scott a ensuite appliqué ce procédé de Nernst à la mesure de la capacité de polarisation, en général. Voici quelques-uns des faits, en partie connus déjà, qu'il a mis en évidence dans son travail :

1° La capacité de polarisation du platine poli est due principalement aux gaz occlus et dépend de l'état du platine ;

2° L'or et l'aluminium se comportent de la même manière en polarisation cathodique, la capacité croissant avec la tension, c'est-à-dire avec la charge en hydrogène; en polarisation anodique, il se forme une couche isolante sur l'aluminium, tandis que l'or entre en solution pour une tension élevée ;

3° Dans le cas de l'argent et du plomb, la capacité de polarisation est due à la concentration des ions métalliques dans la dissolution, l'hydrogène étant extrêmement peu soluble dans ces métaux et ne pouvant par conséquent avoir que très peu d'influence ;

4° Le mercure, en polarisation cathodique, présente un minimum de capacité de polarisation pour la tension qui correspond à la différence de potentiel entre le mercure et l'électrolyte; les solutions qui offrent une anomalie quant au maximum de tension superficielle, le font aussi pour le minimum de la capacité de polarisation.

5° La pression extérieure n'exerce aucune influence sur la capacité de polarisation.

H. Bagard.

A. WEHNELT. — Zur Kenntniss der Canalstrahlen (Pour la connaissance des rayons-canaux). — P. 421.

E. Wiedemann et A. Schuster avaient remarqué depuis plusieurs années déjà qu'un corps placé devant la cathode en son voisinage immédiat donnait une ombre agrandie sur cette cathode. M. Villard a étudié récemment ce phénomène. L'auteur montre que les dimensions de cette ombre agrandie ne dépendent pas de la distance de l'objet à la cathode, pourvu toutefois que cet objet soit placé dans

l'espace cathodique obscur sans toucher les limites de ce dernier; s'il est placé à l'extérieur, l'ombre disparaît.

Cette ombre ne peut être produite par les rayons cathodiques qui *émanent* de la cathode, mais par les rayons qui se dirigent vers la cathode et ont une direction normale à la cathode dans l'espace obscur, quelconque ou diffuse en dehors de cet espace.

Ces rayons chargés positivement provoqueraient l'émission des rayons cathodiques aux points où ils frapperaient la cathode et continueraient leur marche rectiligne derrière la cathode, si celle-ci est trouée, sous forme de rayons-canaux.

Les rayons-canaux et la couche lumineuse à la face antérieure de la cathode sont identiques et consistent en des ions positifs se mouvant de l'anode vers la cathode et traversant cette dernière quand elle est trouée.

Cette hypothèse est corroborée par les faits suivants : 1° la couche lumineuse présente, d'après Goldstein, le spectre des parties positives de la décharge; 2° les rayons-canaux transportent des charges positives; 3° la portion d'une cathode trouée sur laquelle se produit l'ombre d'un corps placée entre la cathode et l'anode n'émet pas de rayons-canaux.

Les rayons positifs sont normaux à la cathode; on le démontre à l'aide de cathodes planes d'inclinaison variable sur l'objet, et de cathodes sphériques et convexes.

M. Villari a démontré que les rayons cathodiques ont des propriétés réductrices; l'auteur a répété cette expérience; or on sait que la cathode s'oxyde au point d'émission des rayons cathodiques; cette oxydation ne peut être attribuée aux rayons cathodiques; l'auteur démontre que l'oxydation est produite par les rayons positifs; les rayons-canaux oxydent très nettement une plaque de cuivre, par exemple; on peut fixer l'image de l'ombre d'un objet produite par les rayons positifs sur une cathode en cuivre poli; l'ombre reste polie, le reste est oxydé.

Enfin l'hypothèse que les rayons cathodiques sont émis par les points de la cathode frappés par les rayons positifs est appuyée par ce fait que, si entre la cathode et l'anode on place un objet, l'ombre produite par les rayons cathodiques sur un écran fluorescent a les mêmes dimensions que l'objet si ce dernier est en dehors de l'espace obscur; elle est notablement grandie si l'objet est dans l'espace obscur; dans le premier cas, l'ombre est produite par l'opa-

cité de l'objet qui arrête les rayons cathodiques ; dans le second cas, cette dernière explication ne suffit plus, et l'hypothèse précitée rend compte du phénomène.

R. SWYNGEDAUW.

G. JÄGER et ST. MEYER. — Ueber die Magnetisirungszahl des Wassers (Sur la susceptibilité magnétique de l'eau). — P. 427-429.

Les auteurs ont obtenu dans un travail antérieur (¹), pour la susceptibilité magnétique de l'eau, un nombre sensiblement plus faible que ceux trouvés par Du Bois (²) et Königsberger (³) par la méthode de Quincke (dénivellation de l'eau dans un tube placé dans le champ). Du Bois avait pensé que l'écart provenait d'une mesure défectueuse du champ dans leurs expériences ; mais ils montrent que l'intensité du champ mesurée à la fois par la déviation d'un solénoïde suspendu dans le champ et par la résistance d'une spirale de bismuth, ne peut être suspectée, les deux méthodes ayant donné des résultats concordants. Il ont d'ailleurs repris leurs expériences avec soin, en rendant notamment la température bien uniforme, et trouvé des nombres s'accordant bien avec leurs premiers résultats, et pouvant être représentés en fonction de la température par

$$k = -0{,}687\,(1 - 0{,}0016t)\,10^{-6}.$$

En particulier, à la température de 15°, celle des expériences de Du Bois et Königsberger, on a ainsi : $k = -0{,}663.10^{-6}$, alors que les valeurs obtenues par ces physiciens sont $-0{,}837{,}10^{-6}$ et $-0{,}79.10^{-6}$. Il y a donc une différence bien nette dont la cause serait à éclaircir.

CH. MAURAIN.

ALBERT NEUGSCHWENDER. — Eine neue Methode, elektrische Wellen nachzuweisen (Nouvelle méthode pour déceler les ondes électriques). — P. 430-433.

Il s'agit d'une action très curieuse, inverse de celle qui se produit dans les tubes à limaille de M. Branly ; si on intercale dans le cir-

---

(¹) JAGER UND MEYER, *Sitz. d. k. Akad. d. Wiss. zu Wien* (2a), t. CVI, p. 104, 1897.
(²) H. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 38 ; 1898.
(³) KÖNIGSBERGER, *Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 638 ; 1898.

cuit d'une pile un dépôt d'argent sur verre (par exemple un miroir dans lequel on a enlevé l'argent sur un trait fin), le courant ne passe pas; un galvanomètre de sensibilité moyenne placé dans le circuit ne dévie pas; si alors on souffle sur la fente, le dépôt de vapeur d'eau qui s'y produit lui donne une certaine conductibilité, et le galvanomètre dévie; or, si on produit alors des ondes électriques dans le voisinage, la conductibilité acquise disparaît brusquement; le galvanomètre revient au zéro. On peut encore placer près de la fente un chiffon humide; il se produit au galvanomètre une déviation permanente, qui disparaît sous l'influence des ondes électriques, et reprend ensuite sa valeur primitive.

Le même phénomène se produit, si on pratique ainsi une solution de continuité, au moyen d'une pointe fine, dans un dépôt de cuivre ou de zinc, ou simplement dans une feuille d'étain collée sur du verre, du mica, du caoutchouc, etc.; cependant on ne l'obtient pas avec un dépôt de platine.

La distance à laquelle l'appareil producteur d'ondes électriques peut être ainsi décelée a été augmentée jusqu'à 10 mètres; peu d'expériences ont d'ailleurs été faites à ce point de vue.

CH. MAURAIN.

G. MEYER. — Ueber Tropfelektroden (Sur des électrodes à gouttes). — P. 433-438

L'auteur fait écouler du mercure en pluie à travers des dissolutions de différents sels. Le mercure qui s'écoule est soit pur, soit contenant en dissolution du cadmium, du zinc ou du cuivre. Il mesure la différence de niveau potentiel entre deux masses de mercure dans l'entonnoir avant qu'il ne s'écoule et dans le récipient où il s'est accumulé après qu'il s'est écoulé. Il trouve certaines relations entre cette différence de niveau potentiel et les variations de composition de la dissolution. Les résultats obtenus vérifient approximativement une théorie due à Nernst.

L. MARCHIS.

H. RUBENS et E. ASCHKINASS. — Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprima (Séparation des rayons calorifiques de grande longueur d'onde par des prismes de quartz). — P. 459-466.

Les deux physiciens de Charlottenbourg continuent leurs intéressantes recherches sur les rayons calorifiques de grande longueur d'onde.

Ils avaient signalé, dans un mémoire antérieur, la propriété que possède le quartz de redevenir transparent lorsqu'on avance suffisamment loin dans l'infra-rouge. Ainsi, une lame de quartz de un demi-millimètre d'épaisseur laisse passer 77 0/0 des rayons (de longueur d'onde 61μ environ), que l'on obtient par plusieurs réflexions successives sur la sylvine. De plus, les mesures du pouvoir réflecteur du quartz pour ces rayons les avaient conduits à ce résultat que l'indice pour ces rayons devait être très élevé, supérieur à 2.

Le mémoire actuel contient la description des expériences par lesquelles MM. Rubens et Aschkinass ont vérifié ce fait directement. Ils ont réalisé, en particulier, un spectroscope (à miroirs concaves) muni d'un prisme de quartz dont l'angle avait environ 6°, et ont trouvé, en explorant le spectre [1], un maximum calorifique formé de rayons que le sel gemme absorbe, et dont la longueur d'onde moyenne a été trouvée d'environ 56μ. *Or ces rayons sont bien plus déviés que les rayons visibles, plus même que les derniers rayons ultra-violets que le quartz laisse passer. Le quartz est un exemple particulièrement net de corps à dispersion anomale.*

La valeur élevée trouvée pour l'indice moyen (2,18) pouvait être prévue d'après la formule de dispersion du type Ketteler-Helmholtz dont Rubens et Nichols avaient calculé antérieurement les constantes : la valeur de l'indice calculée d'après cette formule pour la longueur d'onde 56μ est 2,20, très voisine de celle trouvée directement. De plus, on est conduit par l'allure de la courbe à admettre, pour une longueur d'onde infinie, un indice égal à 2,14 : cette valeur coïncide avec la racine carrée de la constante diélectrique. On voit par là tout l'intérêt théorique de ces recherches.

Elles fournissent, en outre, un moyen d'obtenir pratiquement ces radiations à grande longueur d'onde. MM. Rubens et Aschkinass ont

(1) La source est encore un bec Auer privé, bien entendu, de sa cheminée de verre.

cherché à appliquer cette méthode avec des prismes d'autres substances (fluorine, verre); et à dépasser ainsi la limite des radiations à grande longueur d'onde (61μ environ) qu'ils avaient précédemment atteinte. Ils n'ont pas réussi dans ces essais, et s'expliquent le fait en tenant compte des études faites sur l'émission (*Paschen*, *Wien*, etc.). Ces recherches montrent en effet que l'intensité décroît très rapidement à mesure que la longueur d'onde augmente. Aussi MM. Rubens et Aschkinass pensent-ils qu'il serait difficile, avec les moyens dont on dispose aujourd'hui, de mettre en évidence des rayons de plus grande longueur d'onde.

A. Cotton.

A. GRADENWITZ. — Ueber die Bestimmung von Capillarconstanten an erstarrten Tropfen (Sur la détermination des constantes capillaires au moyen de gouttes solidifiées). — P. 467-474.

La solidification des gouttes entraîne, en général, de notables déformations : soulèvement de leur sommet, pour les corps qui augmentent de volume par la solidification; dépression dans le cas contraire. La méthode n'est donc légitime que si l'on s'est assuré préalablement que ces déformations sont négligeables.

Mathias CANTOR. — Ueber die Entladungsform der Elektricität in verdünnte Luft (Sur la forme des décharges électriques à travers l'air raréfié). — P. 481-485.

L'emploi du tube à limaille de Branly permet d'établir que les décharges, considérées comme continues par Hertz, sont également oscillatoires.

F. Carré.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e série, t. LXVII; janvier 1899.

Albert CAMPBELL. — The magnetic fluxes in meters and other Electrical Instruments (Flux magnétiques dans les compteurs et autres appareils électriques). — P. 1-19.

L'induction magnétique B était déterminée par le galvanomètre balistique pour les flux continus.

Pour les flux alternatifs, on mesurait avec une pile thermoélectrique l'échauffement d'un fil placé sur le circuit de la bobine traversée par le flux. On a ainsi v_2 = force électromotrice produite dans la bobine, d'où B par la relation $v_2 = 2\pi n N_2 S_2 B \times 10^{-8}$.

n = fréquence, N_2 = nombre de tours de la bobine de section S_2. $B = \sqrt{\text{moyen carré de B}}$.

Voici quelques-uns des résultats obtenus :

Appareils	Résistance	Pleine charge	B
1. Électrodynamomètre Siemens.....	0,58	4 A.	80
—	0,0156	10 A.	18
2. Balance Ampère-Kelvin	0,58	10 A.	65
3. Voltmètre Weston..................	7,4	0,2 V.	870
4. Galvanomètre astatique à miroir de Kelvin..........................	13.000		0,008
5. Téléphone Bell (double pôle).......	126	"	3.000
6. Bobine étalon d'inductance 0 = 0,2 henry..........................	10	1 A.	46

Compteur Aron (50 A. sous 100 V.). — Entre la bobine fixe et la bobine mobile, B = 70 environ.

Compteur Elihu Thomson (50 A. sous 100 V.). — Entre les pièces polaires des aimants permanents, B = 700 environ.

A l'intérieur de ces aimants, B = 7.000 environ.

Sans courant dérivé, sur l'axe des bobines-séries à pleine charge. B = 130.

Le courant dérivé donne un champ à angle droit avec B = 10.

Le champ terrestre a une influence sur le compteur.

Position du compteur	Courant	Vitesse
Tourné vers l'est......	Alternatif avec fréquence = 80	0,000.2125
— l'ouest....	Continu	0,000.2135
— l'est......	Continu	0,000.2212

$$\text{Puissance absorbée} = 50^2 \times 0,0066 + \frac{100^2}{2030} = 21,4 \text{ watts}$$

Couple moteur = 0,02 watts. Rendement = 0,095.

EDWARD-B. ROSA et ARTHUR-W. SMITH. — A resonance method of measuring Energy dissipated in Condensers (Méthode de résonnance pour mesurer l'énergie absorbée par les condensateurs). — P. 19-40.

Entre deux points A et B entre lesquels existe une force électromotrice sinusoïdale se trouve une bobine de résistance r_1 et de self-in-

ductance L, un condensateur de capacité C et de résistance r_c, une bobine de wattmètre de résistance r_w de self-inductance négligeable.

On a :

$$I_{eff} = \frac{e_{eff}}{\sqrt{(r_c + r_s + r_w)^2 + \left(\omega L - \frac{C}{\omega}\right)^2}}$$

On peut faire que $\omega L = \frac{C}{\omega}$, alors l'expression se simplifie.

Le wattmètre donne $I^2(r_c + r_s + r_w)$. On peut calculer $I^2(r_s + r_w)$. On détermine ainsi $I^2 r_c$ puissance absorbée par le condensateur. Cette méthode a l'avantage d'obtenir avec un faible voltage une différence de potentiel E grande entre les deux armatures du condensateur :

$$\frac{E}{e} = \frac{\sqrt{r_c^2 + \frac{1}{C^2\omega^2}}}{r_c + r_2 + r_w}$$

On aura par exemple : $\frac{E}{e} = 45$.

On peut également mettre la capacité et la self-inductance en parallèle. Quand $\omega L = \frac{C}{\omega}$, les deux branches de la dérivation ont même impédance et sont traversées par suite par le même courant.

Ayant ainsi déterminé r_c, on peut facilement calculer le rapport de l'énergie fournie par le condensateur à la décharge à l'énergie absorbée dans la charge, et le rapport de l'énergie dissipée à l'énergie accumulée, égal à $\varepsilon = \pi \cot \Phi$, où Φ est l'angle de décalage du courant sur la force électromotrice.

Exemple : condensateur en papier paraffiné et feuilles d'étain d'un volume de 300 centimètres cubes, de capacité 0,8 microfarad.

Bobine de 3.000 mètres de fil de 0,259 cm. de diamètre, d'une résistance d'environ 10$^{\omega}$, d'une inductance 1,6 henry.

La résonnance était atteinte avec une fréquence de 145, le courant était de 1,2 A., la résistance $r_s + r_w = 9{,}82$, $I^2(r_s + r_w) = 14{,}15$ watts.

Le wattmètre indiquait 37,6 watts. La puissance dissipée par le condensateur était donc égale à 23,45 watts = EI cos Φ. E = 1,808, I = 1,20. Donc cos Φ = 0,0108 ; ε = 3,39 0/0.

Avec des condensateurs du commerce faits de feuilles d'étain et de papier imprégné de cire ou de colophane fondus, les auteurs ont

trouvé avec étonnement une perte notable croissant avec la température jusque vers 39° où elle passe par un maximum = 9,5 0/0, et décroissant ensuite quand la cire est ramollie, sans que le condensateur soit détruit et sans qu'il y ait un grand courant de fuite.

PERREAU.

H. COOK. — Experiments with the Brush Discharge (Expériences sur la décharge en aigrette). — P. 40-57.

Après avoir observé les formes d'aigrettes que donnent diverses électrodes, l'auteur a mesuré la force du souffle électrique au moyen d'une petite balance de Roberval.

Nombre de tours par minute des plateaux de la machine Wimshurst	Différence de potentiel volts	Souffle + grammes	Souffle − grammes
450	43.000	0,29	0,24
182	35.000	0,08	0,067
Bobine d'induction fil primaire 500 tours, secondaire 490.000 tours; Capacité du condensateur, 2 microfarads; longueur de l'étincelle, 7 centimètres.	63.000	0,01	0,01

Avec 33.000 volts.	le souffle +	se fait sentir à	$0^m,6$
	» −	»	0 ,48
Avec 25.000 volts.	» +	»	0 ,32
	» −	»	0 ,28
Avec bobine et 41.500 volts.	» +	»	0 ,32
	» −	»	0 ,32

Un électroscope, une bouteille de Leyde se chargent dans le voisinage d'une aigrette.

Pour étudier l'action chimique, les pointes étaient placées au-dessus de vases contenant KI; la quantité d'iode mis en liberté croît quand le potentiel augmente et quand la distance de la pointe au liquide diminue, tout en restant supérieure à celle pour laquelle éclate une étincelle. Avec une machine, la quantité d'iode mis en liberté au pôle est cinq à huit fois plus grande qu'au pôle +. Avec une bobine, on a le contraire : trois à quatre fois plus au pôle + qu'au pôle —. On constate aussi avec des réactifs sensibles qu'avec 50.000 volts et le débit de la machine, aucune parcelle métallique n'est arrachée des électrodes.

L'action sur une plaque photographique est singulière : La pointe positive donne un voile uniforme, la pointe négative des taches; on obtient la silhouette d'un objet interposé. Avec une boîte coudée à angle droit portant la pointe à une extrémité, la

plaque à l'autre, on n'a pas d'impression, on en a une si on met un miroir de verre ou de métal poli à 45° au coude de la boîte.

La plaque est impressionnée dans tous les cas, même si elle est enveloppée dans une double feuille de papier. Le papier, il est vrai, n'était pas absolument imperméable à la lumière. On a pu aussi reproduire des imprimés, des écrits contenus dans une enveloppe.

Comparant les effets de la décharge et ceux de la lumière, on voit que le verre ne les empêche pas, que le verre noirci arrête toute action, que la loi de l'inverse du carré de la distance s'applique pour la grandeur des ombres. Cependant la lumière de la décharge est très faible $= \frac{1}{267.200}$ d'une bougie. Le pouvoir actinique est égal à environ $\frac{1}{45}$ de celui d'une bougie.

Van RIJCKEVORSEL. — On the Analogy of some Irregularities in the yearly Range of Meteorological and Magnetic Phenomena (Analogie de quelques irrégularités dans la marche annuelle de phénomènes météorologiques et magnétiques). — P. 57.

Lord KELVIN. — The Age of the Earth as an Abode fitted for Life (L'âge de la Terre, séjour possible de vie). — P. 66.

Lord Kelvin rappelle la raison astronomique : diminution de la vitesse de rotation diurne de la terre, et la raison physique : propagation de chaleur du centre de la terre vers la surface où elle est rayonnée, qui permettent de déterminer à peu près à quelle époque la Terre était encore fluide à la surface : c'était il y a environ 24 millions d'années.

A cette époque, la terre était complètement solide, sauf la surface et sauf aussi sans doute quelques petites quantités de lave ou de roche fondue ayant pénétré à l'intérieur. Au centre, les métaux lourds étaient sans doute à l'état liquide à cause de la grande pression. Le rayonnement de chaleur tel qu'il est de nos jours permet de dire que la couche de liquide pouvait diminuer de 40 kilomètres en douze ans.

La masse est homogène sur chaque couche concentrique quant à la densité, mais hétérogène quant à la composition chimique et au pouvoir rayonnant. D'après cela, on comprend la formation du granit se déposant de la liqueur mère qui, solidifiée plus tard, donna

la roche basaltique ; la solidification plus rapide de certaines parties et par exemple la formation de la chaîne des Andes et des Rocky Montains, ainsi que celle des côtes ouest de l'ancien continent, peut s'expliquer par une solidification du liquide coulant vers les régions équatoriales.

La contraction différente pendant le refroidissement explique la formation de cavités où le liquide s'écoulait, produisant la découpure des côtes que nous voyons maintenant.

Très peu de temps après, la terre, complètement solidifiée, était assez froide pour que la vie y soit possible.

D'autre part, du liquide s'étaient échappés de l'azote, de l'acide carbonique, de la vapeur d'eau, ainsi que l'indiquent les gaz que l'on trouve dans les petites cavités des roches basaltiques.

Il semble qu'au début l'oxygène fut absent de l'atmosphère terrestre.

Mais si, à ce moment, le soleil existait, on peut concevoir la naissance et le développement de végétaux producteurs d'oxygène rendant ensuite la vie animale possible sur la terre. Comment sont nées ces créatures vivantes ? C'est là le mystère.

CHAPMAN. — On the Rate of Explosion in Gases (Vitesse d'explosion dans les gaz). — P. 90.

L'auteur suppose le gaz enfermé dans un cylindre indéfini de section très grande. Derrière l'onde explosive (espace dans lequel se produisent des réactions chimiques) se trouve un piston qui la suit de manière que la pression du gaz compris entre lui et l'onde explosive reste constante.

Quand les vitesses sont uniformes à l'état permanent, on a :

$$\frac{u}{v} = \frac{V}{v_0};$$

V et u sont les vitesses des gaz non explosés et explosés ;

v et v_0, les volumes d'un équivalent-gramme μ des gaz non explosés et explosés.

Les équations du mouvement donnent :

$$p - p_0 = \mu \frac{V^2}{v_0^2} (v_0 - v)$$

et permettent de calculer les travaux absorbés par le gaz accomplis par le piston et l'augmentation d'énergie cinétique du gaz.

Si n molécules de gaz donnent, après explosion, m molécules, en écrivant que la perte totale d'énergie, quand on brûle le gaz de manière que les produits de la combustion restent à la température et à la pression normale, est égale au travail accompli par le gaz, on a une équation donnant V en fonction de v, c'est-à-dire de la densité du gaz.

L'auteur examine en particulier le cas de la vitesse minimum pour laquelle

$$\frac{dV}{dv} = 0.$$

Il montre que dans ce cas l'entropie est maximum et qu'on peut écrire :

$$v = \frac{C_p}{C_p + C_v} v_0.$$

L'auteur applique ensuite ces formules au calcul de la vitesse d'explosion d'un certain nombre de mélanges gazeux.

CARL BARUS. — The aqueous fusion of glass, its relation to pressure and temperature (Dissolution aqueuse du verre, sa relation avec la pression et la température). — P. 104-109.

L'étude de la dilatation et de la compressibilité d'une colonne d'eau, comprise dans un tube capillaire entre deux colonnes de mercure faite jusqu'à 185° de 20 à 300 atmosphères, montre qu'à 185° la dilatation diminue de 0,103 à 0 et que la compressibilité croît de 0,000077 à 0,000221 au bout de cinquante minutes de réaction.

Ce résultat montre l'attaque du verre par l'eau surchauffée sous pression et l'influence du tube capillaire qui fournit une grande surface de réaction relativement au volume de l'eau.

E. RUTHERFORD. — Uranium radiation and the electrical Conduction produced by it (Radiations uraniques et conductibilité électrique qu'elles produisent). — P. 109-163.

M. Rutherford a d'abord répété *sans succès* les expériences par lesquelles M. Becquerel a montré la réfraction et la polarisation des radiations émises par l'uranium. Il a ensuite étudié par la méthode

électrique la nature des radiations émises par l'uranium et ses composés en leur faisant traverser des feuilles métalliques d'épaisseur croissante. L'absorption produite par ces écrans lui fait penser que l'uranium émet deux radiations, l'une, α, la plus intense et la plus facilement absorbée, l'autre, β, beaucoup plus faible et très peu absorbée.

Le thorium et ses composés ont donné des résultats analogues.

M. Rutherford a fait ensuite une étude de la conductibilité électrique qu'acquiert un gaz soumis aux radiations uraniques. Il fait l'hypothèse qu'elle est due à la décomposition du gaz en ions, ions animés d'une vitesse constante dans un champ électrique uniforme, pouvant être un multiple ou sous-multiple de l'atome, et dont le nombre produit par seconde en un point est proportionnel à l'intensité de la radiation en ce point et à la pression du gaz.

Différentes conséquences résultent de cette hypothèse. Si on a une masse de gaz exposée aux radiations uraniques et comprise entre deux plaques entre lesquelles on maintient une différence de potentiel constante, un courant électrique s'établira à travers le gaz ; quelques ions se recombineront entre eux avec une vitesse de recombinaison proportionnelle au carré du nombre des ions, de sorte que le courant augmentera quand la différence de potentiel croîtra, jusqu'à ce que tous les ions soient soustraits par le champ électrique avant de se recombiner. On aura donc un maximum de courant.

En outre, les ions positifs et négatifs seront partiellement séparés par le champ, et on pourra avoir un gaz chargé. La distribution non uniforme de ces ions produira une perturbation du champ électrique.

Enfin, si la décomposition en ions absorbe de l'énergie, on doit s'attendre à ce que l'absorption soit proportionnelle au nombre d'ions produits et, par suite, dépende de la pression.

M. Rutherford a étudié expérimentalement ces diverses conséquences de la théorie.

Absorption par le gaz. — Le composé de l'uranium est placé sur une plaque P horizontale ; au dessus se trouve un système de deux plaques, A et B, parallèles, formant condensateur, distantes de l; l'inférieure, en aluminium mince, est en communication avec un des pôles d'une pile de 60 volts dont l'autre pôle est à la terre ; la supérieure est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est à la terre. Ce système des deux plaques peut

se déplacer dans une cage en verre depuis la distance $d = 3^{mm},5$ jusqu'à $d = 15$ millimètres au-dessus de la plaque portant l'uranium.

La conductibilité du gaz compris entre les deux armatures du condensateur est mesurée par la vitesse du mouvement de l'aiguille de l'électromètre.

Si λ est le coefficient d'absorption du gaz, le nombre d'ions produits par seconde entre A et B, étant proportionnel à l'intensité de la radiation, est :

$$\int_{d}^{l+d} kIe^{-\lambda x}dx = \frac{kI}{\lambda} e^{-\lambda d} (1 - e^{\lambda d}),$$

proportionnel au courant, donc au déplacement de l'aiguille de l'électromètre.

Les résultats trouvés s'accordent avec cette formule et donnent pour λ les valeurs suivantes :

Hydrogène................	0,43
Air.......................	1,6
CO^2.......................	2,3
Gaz d'éclairage...........	0,93

En faisant varier la pression dans la cage de verre, on voit que ce coefficient est sensiblement proportionnel à la pression. L'hypothèse de la vitesse de production des ions proportionnelle à l'intensité de la radiation et à la pression explique également bien les observations de M. Becquerel et de MM. Beathe et S. de Smolan.

En plaçant une petite boule couverte d'uranium au milieu d'une grande cloche, on peut faire que la radiation émise soit totalement absorbée; on a vu alors que le nombre total d'ions produits est sensiblement le même pour tous les gaz, quelle que soit la pression, si elle est assez grande pour qu'on puisse admettre la totale absorption.

La vitesse de recombinaison des ions se mesure en faisant passer un courant d'air soumis aux rayons uraniques dans un tube, dont deux points sont reliés aux deux paires de quadrants de l'électromètre, un d'entre eux étant porté au potentiel de 30 volts. Elle est proportionnelle au carré du nombre des ions.

La vitesse des ions se mesure en faisant passer le courant d'air dans l'espace annulaire compris entre deux cylindres concentriques A de rayon a porté au potentiel V, L de rayon b au potentiel 0.

On trouve que la vitesse des ions est la même que celle des

ions produits par les rayons Röntgen, celle des ions négatifs plus grande que celle des ions positifs.

La perturbation du champ électrique se montre en déterminant le potentiel en un point de l'intervalle des deux plaques au moyen d'un écoulement d'eau.

La variation du courant avec la force électromotrice était déterminée en reliant le plateau A couvert d'uranium à un pôle d'une pile dont l'autre est à la terre. Le plateau B est relié à une des paires de quadrants de l'électromètre, l'autre étant à la terre, et par l'intermédiaire d'une résistance liquide (xylol) à un point d'un circuit, par suite à un point de potentiel variable. On maintient aussi le potentiel de B égal à 0. On a vu ainsi que le courant croît d'abord avec la force électromotrice, puis reste sensiblement constant à partir d'un voltage qui diminue avec la pression.

Le gaz qui passe au-dessus de l'uranium reste chargé de même signe que l'uranium, il perd sa charge en passant à travers des gazes légères comme le gaz röntgenisé.

PERREAU.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de chimie et de physique;

7e série, t. XVI; janvier 1899.

Ch. FABRY et A. PÉROT. — *Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle*, p. 115.

Février.

F.-M. RAOULT. — *Cryoscopie de précision : application à quelques dissolutions aqueuses*, p. 162.

Mars.

A. PÉROT et Ch. FABRY. — *Méthodes interférentielles pour la mesure des grandes épaisseurs et la comparaison des longueurs d'onde*, p. 289.

Avril.

Marcel BRILLOUIN. — *Théorie moléculaire du frottement des solides polis*, p. 433.

A. LAFAY. — *Sur la polarisation de la lumière diffusée par le verre dépoli*, p. 503.

NEYRENEUF. — *Mémoire sur les tuyaux sonores irréguliers et coniques*, p. 562.

Archives des sciences physiques et naturelles;

4e période, t. VII; janvier 1899.

W. Spring. — *Sur la cause de l'absence de coloration de certaines eaux limpides naturelles*, p. 5.

Ph.-A. Guye et A. Babel. — *Pouvoir rotatoire et isomérie de position*, p. 23.

Thomas Tommasina. — *Sur un curieux phénomène d'adhérence des limailles métalliques sous l'action du courant électrique*, p. 57.

Février.

L. de la Rive. — *Sur la propagation d'un allongement graduel et continu dans un fil élastique*, p. 97.

Ph.-A. Guye et A. Babel. — *Pouvoir rotatoire et isomérie de position*, p. 109.

F.-Louis Perrot. — *Notes relatives à la thermo-électricité cristalline*, p. 149

Mars.

W. Spring. — *Sur l'origine du bleu du ciel*, p. 225.

Avril.

Frédéric Battelli. — *Sur les électrodes de d'Arsonval et de Du Bois-Reymond*, p. 309.

W. Spring. — *Sur l'unité d'origine du bleu de l'eau*, p. 326.

The Journal of physical chemistry;

T. III, n° 1; janvier 1899.

Wilder Bancroft. — *Diagrammes pression-température pour des systèmes binaires*, p. 1.

Louis Kahlenberg et Azariah T. Lincoln. — *Pouvoir dissociant des dissolvants*, p. 12.

E.-F. Thayer. — *Courbes de points d'ébullition*, p. 36.

John Waddell. — *Réactions réversibles*, p. 41.

Philosophical Magazine;

5e série, t. XLVII; mars 1899.

J.-J. Thomson. — *Sur la théorie de la conduction de l'électricité à travers les gaz par des ions chargés*, p. 253.

W. Sutherland. — *Rayons cathodiques de Lenard et de Röntgen*, p. 269.

R.-A. Leherfeldt. — *Propriétés des mélanges liquides*, p. 234.

W.-B. Morton. — *Sur la propagation d'ondes électriques amorties le long de fils parallèles*, p. 296.

Lord Kelvin. — *Application de la théorie dynamique de Sellmeier aux lignes sombres* D_1, D_2 *produites par la vapeur de sodium*, p. 302.

Lord Rayleigh. — *Sur le refroidissement de l'air par radiation et par conduction et sur la propagation du son*, p. 308.

Lord Rayleigh. — *Sur la conduction de la chaleur dans une masse d'air sphérique confinée entre des parois à température constante*, p. 312.

Avril 1899.

C. Chree. — *Vibrations longitudinales dans des cylindres pleins et creux*, p. 333.

R.-W. Wood. — *Quelques expériences sur des mirages et sur des tornados artificiels*, p. 349.

J. Rose-Innes et Sydney Young. — *Sur les propriétés thermiques du pentane normal*, p. 353.

R.-W. Wood. — *Applications des réseaux à la photographie des couleurs*, p. 368.

G. Jonhstone Stoney. — *Dénudation et dépôt*, p. 372.

Lord Rayleigh. — *Sur la transmission de la lumière à travers une atmosphère contenant de petites particules en suspension et sur l'origine du bleu du ciel*, p. 375.

O. Lodge. — *Sur l'opacité*, p. 385.

J.-J. Thomson. — *Note sur le mémoire de M. Sutherland sur les rayons cathodiques*, p. 415.

Wiedemann's Annalen ;

T. LXVII ; n° 4, 1899.

W. Voigt. — *Étude thermodynamique des relations réciproques entre le galvanisme et la chaleur*, p. 717.

G. Jaumann. — *Interférence des rayons cathodiques*, p. 741.

F. Melde. — *Sur les diverses méthodes pour évaluer les nombres de vibrations de sons très élevés*, p. 781.

A. Winkelmann. — *Remarques sur le travail de M. Focke, sur la conductibilité thermique de divers verres, en relation avec leurs compositions chimiques*, p. 794.

P. Breitenbach. — *Sur le frottement intérieur des gaz et sa variation avec la température*, p. 803.

H. Lemke. — *Sur la théorie de l'amortissement des oscillations galvanométriques*, p. 828.

M. Abraham. — *Sur la phase des vibrations hertziennes*, p. 834.

E. Aschkinass. — *Sur l'action des oscillations électriques sur des contacts humides de conducteurs métalliques*, p. 842.

F. Kurlbaum. — *Variation de l'émission et de l'absorption du noir de platine et du noir de fumée avec l'épaisseur*, p. 846.

C. Dieterici. — *Sur la pression de vapeur de dissolutions aqueuses étendues à 0°*, p. 859.

G. Tammann. — *Sur la variation de la chaleur de fusion le long de la courbe de fusion*, p. 871.

E. Ketteler. — *Études sur la réflexion totale et sur la réflexion métallique*, p. 879.

G. Jaeger. — *Sur la théorie cinétique des liquides*, p. 894.

W. Muller-Erzbach. — *Nouvelles recherches sur la distance à laquelle s'exercent les forces moléculaires*, p. 899.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

MAI 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

MAI 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant: J. Deslis.

JOURNAL

E PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

M. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — JUIN 1899.

PARIS,

BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

ations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, nº 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

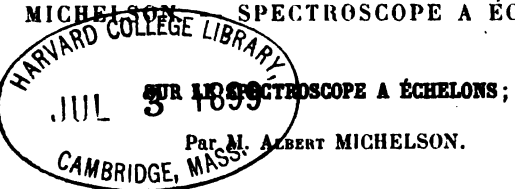
On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



SUR LE SPECTROSCOPE A ÉCHELONS;

Par M. ALBERT MICHELSON.

La découverte capitale, faite par Zeeman, de l'influence d'un champ magnétique sur les radiations d'une source approximativement homogène a montré, peut-être mieux que quoi que ce soit, le grand avantage d'une dispersion et d'un pouvoir de résolution aussi grande que possible dans les spectroscopes avec lesquels on observe le phénomène.

Si l'on remarque que, dans la plupart des cas, la distance des composantes que sépare le champ magnétique est de l'ordre du vingtième ou du cinquantième de l'écart entre les $D_1 - D_2$, soit de 0,1 à 0,3 unité, — il n'est pas difficile d'admettre que, s'il y avait une structure tant soit peu complexe dans les composantes mêmes, on ne verrait rien, même avec les plus puissants des spectroscopes ordinaires.

Outre la difficulté d'obtenir avec les réseaux un pouvoir de résolution suffisant, il y a toujours le défaut d'intensité de la lumière, ce qui empêche, dans beaucoup de cas, l'emploi d'un spectre d'ordre suffisamment élevé pour donner le pouvoir séparateur nécessaire.

J'ai déjà eu l'honneur de présenter à la Société française de Physique (1), il y a six ans, une méthode d'analyse des raies approximativement homogènes, par l'observation de la netteté des franges d'interférence produites par ces radiations elles-mêmes, et la construction d'une courbe représentant la variation de netteté en fonction de la différence de marche des rayons interférents. J'ai montré qu'il y a une relation déterminée entre cette courbe de « visibilité » et la distribution d'intensité dans le spectre correspondant, au moins dans les cas où celui-ci est symétrique (2). Or c'est justement dans l'examen de variations aussi faibles que celles qu'on trouve dans l'effet Zeeman qu'apparaît tout l'avantage de cette méthode; car il n'y a pas d'erreurs provenant des défauts de l'instrument; il n'y a pas de limite de pouvoir séparateur pour des raies extrêmement serrées ou extrêmement fines, et il n'y a pas manque de lumière.

Il y a cependant cet inconvénient assez grave, que l'examen d'une

(1) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. III, p. 5; 1894.

(2) Dans le cas des raies asymétriques il faut encore une relation, qu'on peut appeler la « courbe des phases ».

seule raie exige un temps quelquefois assez long, pendant lequel la nature des radiations peut changer, et aussi qu'on ne peut rien décider, quant à la nature de ces radiations, que lorsque la courbe de visibilité est complète et après un calcul ou une opération mécanique équivalente.

Ces difficultés ne m'ont cependant pas empêché d'obtenir plusieurs résultats assez intéressants, tels que le dédoublement ou le détriplement de la raie centrale de Zeeman et la résolution des raies latérales en raies multiples, la résolution de la plupart des raies du spectre en raies d'une structure plus ou moins compliquée, l'observation des effets de la température et de la pression sur la largeur des raies, etc.

Mais il était évident néanmoins que les inconvénients de ce procédé étaient assez graves, et que les procédés spectroscopiques seraient beaucoup plus satisfaisants s'il était possible : 1° d'augmenter la puissance des réseaux, et 2° de concentrer toute la lumière dans un seul spectre.

On sait que le pouvoir de résolution d'un réseau est mesuré par le produit nm du nombre des traits par l'ordre du spectre. Presque toute l'attention des physiciens s'est portée sur le premier de ces facteurs, et, dans les plus puissants réseaux de Rowland, il y a une centaine de milliers de traits. Il est probable qu'on approche de la limite ; car il paraît que les réseaux contenant la moitié de ce nombre de traits ont presque la même puissance. Cela tient sans doute au défaut de régularité dans l'espacement des traits. Si cette difficulté pouvait être surmontée, on pourrait augmenter le pouvoir séparateur presque indéfiniment.

J'ai construit, avec mon collègue M. Stratton, une première machine à tracer les traits, dans laquelle je me sers du principe de mon interféromètre pour corriger la vis au moyen des ondes lumineuses d'une source homogène. Cet instrument a déjà donné des résultats assez encourageants sur une surface de 3 centimètres et nous espérons appliquer bientôt le même principe à une machine capable de tracer sur une étendue de 40 centimètres.

Quant à l'autre facteur, l'ordre du spectre observé, on dépasse très rarement le quatrième ordre, parce que l'intensité devient trop faible. On trouve, il est vrai, quelquefois, des réseaux qui donnent des spectres plus brillants qu'à l'ordinaire dans le deuxième ou le troisième ordre; ces réseaux sont aussi précieux que rares, et la propriété de condenser la lumière dans un spectre particulier semble

être une conséquence de la forme du diamant, qu'on ne peut obtenir que par une longue série d'essais et de tâtonnements. Si l'on voulait faire autrement, et chercher d'avance à tracer les sillons de façon à concentrer presque toute la lumière dans un spectre déterminé, il faudrait chercher à tracer des sillons tels que les montre en coupe la *fig.* 1. Je sais qu'il y a des difficultés toutes spéciales à passer de

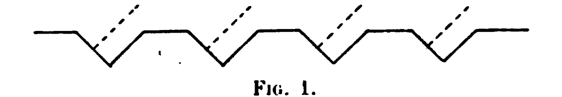


Fig. 1.

cette idée très simple à l'essai pratique, et peut-être sont-elles insurmontables; mais elle vaudrait bien la peine d'être essayée, et c'est ce que nous comptons faire prochainement.

En attendant, l'idée m'est venue de tourner la difficulté de la manière suivante (*fig.* 2) :

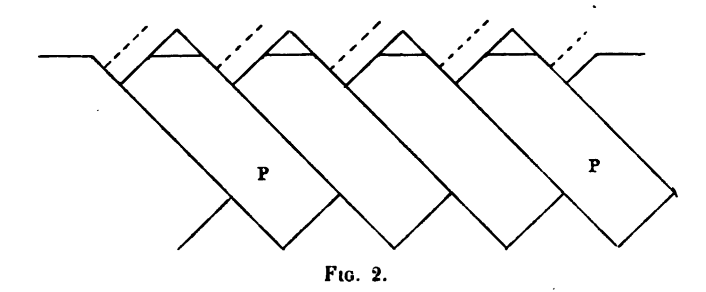


Fig. 2.

P, P sont des lames de verre à faces bien planes et parallèles et de même épaisseur; elles sont pressées l'une contre l'autre comme l'indique la figure. Si les épaisseurs étaient exactement les mêmes, et s'il n'y avait pas de différences d'épaisseur entre les couches d'air qui séparent les lames, les retards entre les rayons réfléchis par les surfaces successives seraient exactement les mêmes, et les ondes réfléchies seraient dans les mêmes conditions que celles qu'engendre un réseau à réflexion, sauf que le retard commun est devenu énorme.

La première condition n'est pas trop difficile à remplir. Mais, à cause des grains de poussière qui se déposent sur les surfaces, même quand on prend des précautions toutes spéciales; il n'est guère possible d'obtenir avec sûreté le contact ou même une distance sensiblement constante entre les surfaces. On pourrait peut-être presser

les lames jusqu'à les faire adhérer; mais, pour y arriver, il faudrait une pression énorme, ce qui bien certainement aurait pour effet de déformer les surfaces (1).

Mais si, au lieu du retard par *réflexion*, on utilise le retard par *transmission*, toute difficulté disparaît presque entièrement; car les couches d'air sont compensées par des distances équivalentes traversées à l'extérieur, de façon qu'il n'est plus nécessaire de leur donner encore une épaisseur constante. De plus, la précision dans le parallélisme et dans l'égalité des épaisseurs des plaques, nécessaire pour donner de bons résultats, devient six fois moins grande que celle qu'exige l'appareil à réflexion.

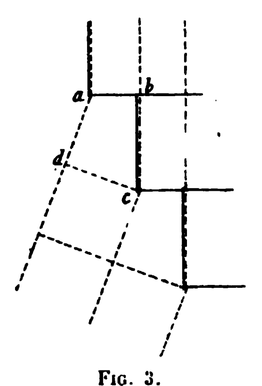


FIG. 3.

Dans la *fig.* 3, soient $ab = s$ la largeur de chaque faisceau de rayons; $bc = t$, l'épaisseur de chaque degré de l'escalier; θ, l'angle de diffraction; α, l'angle acb; m, la différence de marche, mesurée en longueurs d'onde λ, entre les rayons provenant de deux éléments correspondants; μ, l'indice du verre.

Cette différence de marche s'écrit :

$$m\lambda = \mu t - \overline{ad},$$

$$\overline{ad} = \frac{t}{\cos\alpha}\cos(\alpha + \theta).$$

(1) J'ai néanmoins constaté qu'avec une dizaine de ces plaques argentées on peut obtenir des spectres qui, bien qu'un peu confus, permettent d'observer des phénomènes tels que l'effet Zeeman, l'élargissement des raies par la pression, etc.; mais c'est à peu près la limite, car on gagne peu à augmenter le nombre des lames.

ou, puisque θ est toujours très petit,

$$\overline{ad} = \frac{t}{\cos\alpha}(\cos\alpha - \theta\sin\alpha) = t(1 - \theta\operatorname{tang}\alpha)$$
$$= t - s\theta;$$

et

$$m\lambda = (\mu - 1)t + s\theta. \tag{I}$$

Pour trouver l'angle qui correspond à une valeur $d\lambda$ donnée, différencions par rapport à λ ; nous trouvons :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{1}{s}\left(m - t\frac{d\mu}{d\lambda}\right);$$

remplaçons, dans cette expression, m par sa valeur approchée $m = (\mu - 1)\frac{t}{\lambda}$; nous trouvons:

$$\frac{\lambda \, . \, d\theta}{d\lambda} = \frac{t}{s}\left[(\mu - 1) - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right] = \frac{bt}{s}. \tag{II}$$

Pour la plupart des verres optiques, b varie entre 0,5 et 1,0.

L'expression II mesure la dispersion du spectroscope en escalier.

Pour déterminer le pouvoir de résolution, posons la limite de résolution $\frac{\partial\lambda}{\lambda} = \varepsilon$; l'angle θ correspondant est $\frac{\lambda}{ns}$; car, n étant le nombre d'éléments, ns est l'ouverture effective de la lunette d'observation. En substituant ces valeurs, on trouve:

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{bnt}. \tag{III}$$

Pour obtenir la distance angulaire des spectres, différencions I par rapport à m. Nous aurons :

$$\frac{d\theta}{dm} = \frac{\lambda}{s},$$

ou, en faisant dm égal à 1,

$$d\theta_1 = \frac{\lambda}{s}. \tag{IV}$$

La quantité $\frac{\partial\lambda}{\lambda} = \mathcal{E}$ correspondante s'obtient en substituant cette valeur de $d\theta$ dans l'équation II:

$$\mathcal{E} = \frac{\lambda}{bt}. \tag{V}$$

Ainsi la limite de résolution est égale à la n^{me} partie de la distance entre les spectres.

Les spectres des différents ordres d'une même raie se trouvent très voisins l'un de l'autre, ce qui est évidemment un désavantage assez sérieux de cet appareil. Ainsi, s'il s'agit d'observer l'effet de la densité d'une flamme de soude et que l'élargissement de la raie soit de l'ordre de $\frac{\lambda}{bt}$, les deux spectres contigus se superposeront et se confondront. Par exemple, si $t = 7$ millimètres, $\mathcal{E} = \frac{1}{7000}$ et, par conséquent, il ne sera pas possible d'examiner des raies qui ont une largeur plus grande que le $\frac{1}{14^e}$ de la distance $D_1 - D_2$. Il est évidemment avantageux de diminuer l'épaisseur t autant que possible.

Le pouvoir de résolution, qu'on peut définir par $\frac{1}{\varepsilon}$, est proportionnel au produit nt; pour l'augmenter autant que possible, il faut donc employer des lames épaisses ou accroître leur nombre. Mais, à cause des pertes de lumière par les réflexions successives, l'expérience montre que ce nombre est limité, qu'il doit être compris entre 20 et 35, les lames qu'on ajouterait encore n'augmentant en rien l'éclat.

J'ai fait construire trois escaliers, dans lesquels les lames ont respectivement pour épaisseur 7, 18 et 30 millimètres, comptant tous un nombre de lames compris entre 20 et 35; leurs pouvoirs de résolution sont, par conséquent, de l'ordre de 210000, 540000 et 900000, c'est-à-dire que l'on peut dédoubler des raies dont la distance est respectivement le $\frac{1}{200}$, $\frac{1}{500}$ ou $\frac{1}{900}$ de la distance $D_1 - D_2$.

Par conséquent le plus faible de ces escaliers a la même puissance que les meilleurs réseaux, et, ce qui est encore plus important, il concentre presque toute la lumière dans un seul spectre.

La loi de la distribution des intensités dans les spectres successifs se déduit facilement de l'intégrale :

$$A = \int_{-\frac{s}{2}}^{+\frac{s}{2}} c \,.\, \cos px dx, \qquad \text{où} \qquad p = \frac{2\pi\theta}{\lambda},$$

$$I = A^2 = \frac{\sin^2 \pi \frac{s}{\lambda}\theta}{\left(\pi \frac{s}{\lambda}\theta\right)^2}, \qquad \text{à un facteur constant près.}$$

Cette expression est nulle pour $\pm \theta = \frac{\lambda}{s}$. Le second membre est identique à la distance angulaire $d\theta_1$ des spectres; il y a donc, en général, deux spectres visibles, comme l'indique la *fig.* 4. En inclinant légèrement l'escalier, on amène facilement l'un des spectres au centre du champ de diffraction, tandis que les spectres voisins sont au minimum d'intensité et disparaissent.

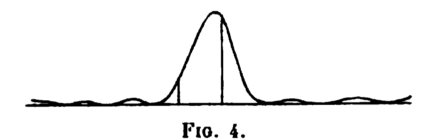


FIG. 4.

Comme je viens de l'indiquer, la proximité des spectres successifs est une des difficultés les plus graves; cette proximité étant déterminée par l'épaisseur des lames, quantité qu'il est assez difficile de réduire au-dessous de 5 à 7 millimètres, il est naturel de chercher d'autres moyens, parmi lesquels on peut mentionner l'emploi d'un liquide au lieu de l'air.

Dans ce cas, la formule II devient :

$$\frac{\lambda \,.\, d\theta}{d\lambda} = \frac{t}{s}\left[\frac{1}{\mu_1}\left(\mu - \mu_1 - \lambda\,\frac{d\,(\mu - \mu_1)}{d\lambda}\right)\right] = \frac{ct}{s};$$

et la formule IV devient :

$$\frac{d\theta}{dm} = \frac{\lambda}{\mu_1 s}.$$

Répétant les opérations déjà faites, nous trouvons :

$$\epsilon = \frac{\lambda}{nct} \qquad \text{et} \qquad \mathcal{E} = \frac{\lambda}{ct}.$$

La limite de résolution est encore la n^{me} partie de la distance des spectres, mais ces deux quantités sont augmentées dans le rapport de c à b.

Supposons, par exemple, que le liquide soit de l'eau. On peut, tant pour l'eau que pour le verre, négliger l'effet de la dispersion, et le rapport $\frac{b}{c}$ sera à peu près 3,55. Donc la distance des spectres, mais aussi la limite de résolution, seraient augmentées dans cette proportion.

Comme c'est maintenant une surface eau-verre qui réfléchit la lumière perdue, cette perte sera beaucoup diminuée, et l'on pourra augmenter beaucoup le nombre des éléments, ce qui restituera le pouvoir de résolution, tout en conservant l'accroissement de distance des spectres. En même temps le degré d'exactitude exigé pour la taille des lames devient 3,53 fois moindre. Je n'ai pas encore essayé cette expérience, mais je ne vois pas de difficulté à l'exécuter.

Pour certaines radiations, l'absorption par des épaisseurs de l'ordre de 50 centimètres d'eau ou de verre rendrait impossible l'emploi d'un appareil à transmission. Aussi avais-je essayé de reprendre l'idée originale d'un spectroscope à réflexion, et il peut être intéressant d'indiquer d'une façon générale comment on peut espérer résoudre le problème.

Entre autres procédés pour réaliser les échelons à réflexion, les suivants semblent promettre les meilleurs résultats.

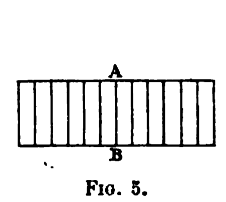


Fig. 5.

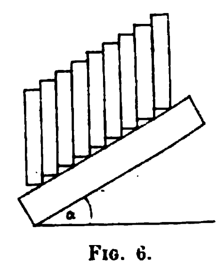


Fig. 6.

Dans le premier, on prend de vingt à trente lames de même épaisseur, on les colle, et l'on taille et polit les deux surfaces A et B de l'ensemble bien planes et parallèles. Ensuite on les décolle et on les pose sur une surface inclinée, comme l'indique la *fig.* 5. S'il y a des différences d'épaisseur entre les couches d'air qui séparent les lames, il y aura aussi, entre les lames, des différences de hauteur, égales au produit des premières par tang α. On peut admettre une erreur de $\frac{\lambda}{n}$, pour chaque lame, même dans le cas le plus défavorable où toutes les erreurs s'ajoutent et par conséquent des différences de $\frac{\lambda}{n\alpha}$ entre les épaisseurs des couches d'air. Par exemple, avec vingt plaques, les incertitudes peuvent atteindre une onde entière, si l'inclinaison α est de $\frac{1}{20}$. Comme il y a toujours une compensation plus ou moins par-

faite des erreurs, on en profite pour augmenter soit le nombre des éléments, soit l'inclinaison α.

De cette façon on peut essayer, avec des chances sérieuses de succès, cinquante éléments, en donnant au plan-support une inclinaison de $\frac{1}{4}$. Il faut alors un objectif un peu plus grand pour obtenir la même puissance qu'avec l'escalier à transmission.

Par exemple, un pouvoir de résolution égal à 200.000 correspond à une différence de marche extrême de 800 millimètres, et par conséquent à un diamètre de $\frac{1}{2}$ 100.4, c'est-à-dire 200 millimètres.

Si l'on veut un pouvoir de résolution encore plus grand, on sera forcé d'augmenter le diamètre de l'objectif dans la même proportion. On pourrait peut-être essayer de supprimer l'objectif en donnant à la surface A une forme sphérique, formant ainsi une sorte d'échelon concave.

Le second procédé est semblable au précédent, si ce n'est qu'on taille chaque lame indépendamment des autres, en lui donnant la hauteur nécessaire pour le retard qu'on veut produire. Après une première taille approximative, on appuie les lames sur deux plans-guides A et B (*fig.* 7 et 8).

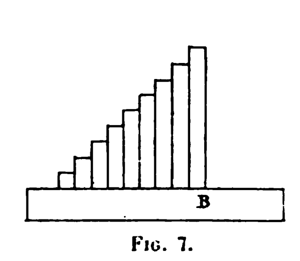


Fig. 7.

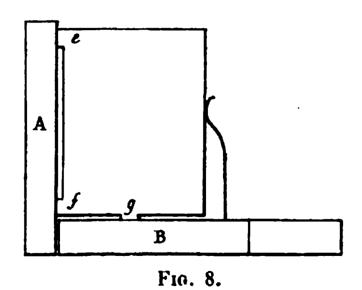


Fig. 8.

On use les pattes e et f pour amener les surfaces réfléchissantes au parallélisme, et ensuite on use la patte g pour leur donner la hauteur exacte.

On vérifie cette hauteur, comme aussi le parallélisme au moyen de l'interféromètre : 1° d'une manière approximative, avec les franges colorées, en lumière blanche, et 2°, rigoureusement, en employant une lumière homogène.

Une variante dans le réglage du parallélisme et de la hauteur des

lames est la suivante : la surface réfléchissante de la lame et la surface inférieure font entre elles un petit angle, de façon qu'en agissant sur la vis latérale (*fig.* 9) la lame s'élève. Le réglage du parallélisme se fait en usant les supports.

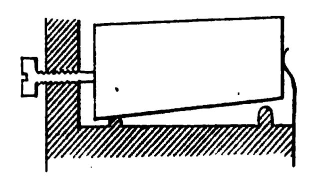


Fig. 9.

Ces procédés sont, à vrai dire, un peu délicats ; mais des expériences préliminaires m'ont donné la conviction qu'avec de la patience on peut espérer le succès.

SPECTROSCOPE A DÉVIATION FIXE ;

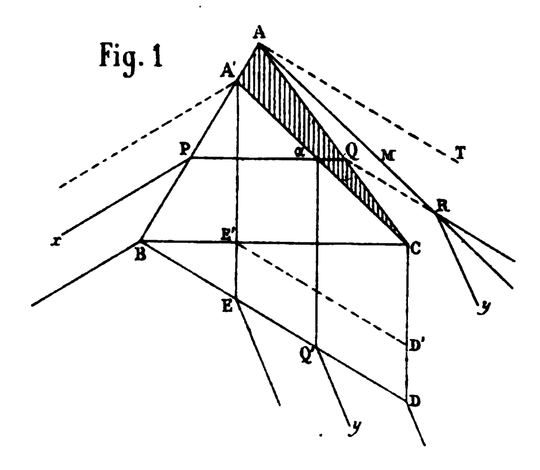
Par MM. Ph. PELLIN et André BROCA.

On sait que, quand un rayon a traversé un prisme au minimum de déviation, il prend, par une réflexion sur un miroir solidaire du prisme, une direction fixe indépendante de sa couleur. Ceci se comprend immédiatement, car la direction d'un rayon qui a traversé un prisme au minimum de déviation est la même que s'il s'était réfléchi sur sa base. Si donc on lui fait subir une réflexion, tout se passera comme si le rayon s'était réfléchi sur deux miroirs angulaires. Le rayon final fera avec le rayon incident un angle double de l'angle des deux miroirs.

Ceci a été fréquemment employé pour les recherches bolométriques où on veut avoir une dispersion bien déterminée, et un appareil récepteur fixe. Pour réaliser ces conditions, il suffit de faire tourner un système composé d'un prisme et d'un miroir solidaires pour amener successivement sur le bolomètre les radiations dispersées dans les conditions bien définies du minimum.

Sous cette forme, l'appareil est inutilisable pour un spectroscope pratique, car les miroirs en verre argenté donnent une mauvaise image, et les miroirs métalliques sont vite hors d'usage. Il fallait

donc chercher à obtenir un prisme donnant à l'intérieur une réflexion totale, de manière à réaliser la déviation fixe sans miroir altérable. Démontrons d'abord que dans ces conditions la propriété de la déviation fixe correspondant au rayon réfracté deux fois sous l'angle convenable est conservée.



Soit (*fig.* 1) un prisme de 60°, ABC, et un miroir M. Considérons le rayon xPQRy, et cherchons à remplacer la réflexion extérieure M par une réflexion totale. Il faudra que le rayon émergent soit dirigé suivant Ry; il faudra donc, puisque nous remplaçons QR par son symétrique par rapport à M, et puisque nous voulons conserver le même angle de réfraction Q, que nous prenions comme face de sortie une face symétrique de AC par rapport au miroir M. Il faudra donc que nous prenions une face parallèle à AT. Dans ces conditions, on voit que le rayon qui se sera réfracté deux fois sous le même angle en P et Q' jouira exactement des mêmes propriétés que s'il s'était réfracté en P et Q sur le prisme BAC.

Coupons donc un prisme de 60° par un plan A'C, tel que l'angle BCA' soit de 45°, ce qui donne BA'C = 75°; accolons-lui un prisme rectangulaire BCD à angles aigus de 30° et 60°, et nous aurons construit un prisme à réflexion intérieure et déviation fixe de 90° équivalent à un prisme de 60°. Il est d'ailleurs aisé de voir, puisque les angles DQ'y, xPB sont égaux, que les faces A'B, BD doivent être rectangulaires.

Pour la construction, il suffit de limiter les faces à la partie utile. Si donc nous admettons l'ouverture d'entrée BA', nous aurons un

prisme bien utilisable en accolant à BA'C le prisme E'CD'. Mais ceci exige un collage qui est toujours à éviter. Nous nous sommes alors arrêtés à la solution qui consiste à tailler d'un seul bloc BACD. On augmente un peu ainsi l'épaisseur traversée, mais en même temps on supprime tout collage, ce qui vaut mieux.

Le prisme ainsi réalisé permet la construction d'un spectroscope très commode. Il suffit en effet d'avoir le collimateur et la lunette fixés à 90° l'un de l'autre. En faisant tourner le prisme, les raies spectrales seront toujours au minimum de déviation au moment où elles passeront au réticule de la lunette. Elles seront donc toujours dans les meilleures conditions de netteté.

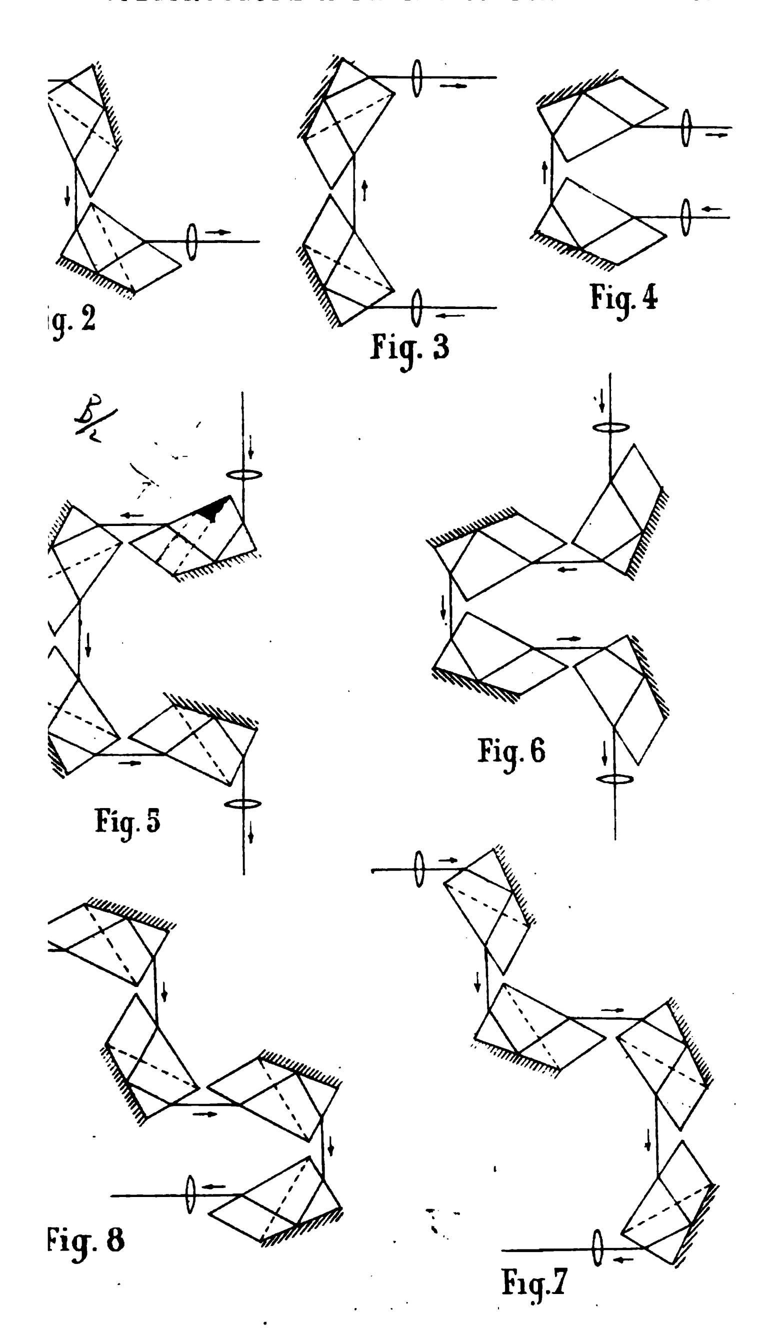
La mise au minimum d'une raie s'obtient par un seul mouvement, et la fixité de la lunette simplifie la construction et la manœuvre de l'instrument. Il suffira en effet d'avoir un objectif bien achromatique pour pouvoir, par exemple, mettre au point la chambre photographique sur la raie D, et amener ensuite une région déterminée de l'ultra-violet au minimum et au point même où était la raie D par une simple rotation du prisme.

On voit immédiatement que le prisme que nous venons de construire fait tourner de 90° à droite le rayon qui a traversé dans les conditions du minimum. Nous l'appellerons prisme dextrogyre. Si le même prisme travaillait en sens inverse, recevant la lumière sur sa grande face et sous l'angle convenable, il serait lévogyre. On peut d'ailleurs considérer la perversion du prisme ainsi construit, c'est-à-dire le prisme obtenu, en le renversant le haut en bas, et on verrait que ce nouveau prisme est dextrogyre lorsqu'il reçoit la lumière par sa grande face et lévogyre en sens inverse.

La propriété de la déviation fixe se prête avec la plus grande simplicité à la construction du spectroscope à plusieurs prismes. On voit alors que, si l'on veut obtenir la dispersion de la lumière, il faut mettre à la suite l'un de l'autre deux prismes qui soient la perversion l'un de l'autre.

Chacun de ces prismes produira la rotation de 90°, soit dans un sens, soit dans l'autre, suivant qu'on le fera fonctionner dans un sens ou dans l'autre. Voyons quelles sont les solutions admissibles pour les divers nombres de prismes.

Pour le spectroscope à un seul prisme, on peut employer une quelconque des positions du prisme. Pour deux prismes, on peut réaliser soit la vision directe avec parallaxes (*fig.* 2), soit le parallé-



ig. 2

Fig. 3

Fig. 4

Fig. 5

Fig. 6

Fig. 7

Fig. 8

lisme du collimateur et de la lunette comme le montrent les *fig.* 3 et 4. Dans cette disposition, l'opérateur a la fente et la lumière à une vingtaine de centimètres de lui. D'ailleurs, en prenant une lunette de plus longue distance focale que le collimateur, on peut placer la lumière et la fente à la distance qu'on juge le plus convenable. Dans les deux cas, les mouvements des prismes s'obtiennent en les faisant tourner autour de centres fixes situés sur une perpendiculaire à la direction des lunettes, au moyen de deux tiges mues par une même vis fixe.

Si on veut opérer avec trois prismes, on aura toujours la vision rectangulaire, soit à droite, soit à gauche. D'ailleurs le spectroscope à trois prismes peut procéder soit de la forme (2), soit de la forme (3), soit de la forme (4). Le plus commode est celui qui dérive de 4.

On peut enfin opérer avec quatre prismes et obtenir au choix soit la vision directe (*fig.* 5), soit la vision analogue à celle de la *fig.* 3 avec la fente sous la main. Il y a, de chacune de ces deux questions, deux solutions, représentées en 5, 6, 7, 8.

Dans toutes ces solutions il suffit, pour avoir toujours les prismes dans la position convenable, de les faire tourner alternativement en sens contraire, ce qui est toujours aisément réalisable au moyen d'une vis sans fin portant un filetage à droite et un à gauche, ou, dans le cas des dispositions à fente et oculaire voisins, deux filetages à droite et deux à gauche. On voit facilement que les faces sont toujours utilisées complètement.

On peut d'ailleurs, en amenant la lunette à des positions fixées d'avance par des repères, observer avec $(p - 1)$ prismes, si on enlève celui d'ordre p.

Dans cet instrument, une raie spectrale est déterminée par la position des prismes pour laquelle elle passe au réticule. L'angle dont tourne le spectre pour une rotation α des prismes est égal à 8α. Nous aurons donc la mesure de cette rotation avec une précision égale à la sensibilité par l'image d'un micromètre réfléchie une fois sur chacun des prismes réfringents. Nous avons réalisé ceci au moyen des prismes à réflexion totale placés au-dessus de chacun des trois premiers prismes réfringents. Un prisme à double réflexion totale descend le rayon pour utiliser comme face réfléchissante la dernière face réfringente du dernier prisme. De la sorte la lunette d'observation sert à mesurer la rotation. Si, d'ailleurs, il y a une erreur quelconque dans le mouvement des prismes, le système de lecture

sera affecté exactement comme le déplacement des spectres et une radiation sera toujours caractérisée par la division du micromètre, qui coïncidera avec elle au point voulu.

Dans les conditions 5 ou 7, on peut avoir un mouvement du micromètre dans le sens du spectre, si le prisme rectangle à double réflexion totale est fixe. S'il participe au mouvement du quatrième prisme dispersif, le mouvement du micromètre sera en sens inverse de celui du spectre. Le pointé au réticule n'en sera pas affecté; mais le système à mouvement direct est préférable.

De ces instruments nous avons réalisé le type n° 5, qui fonctionne parfaitement. L'instrument permet de chercher une région des spectres en se servant d'un seul prisme et de l'étudier ensuite avec les quatre prismes. Il suffit d'ailleurs d'employer le système de l'autocollimation, et un miroir à la place du collimateur primitif pour réaliser la dispersion de huit prismes.

Ces instruments semblent appelés à faciliter les recherches des chimistes, et à leur permettre d'employer des dispersions plus considérables que celles qu'ils emploient actuellement à cause de la possibilité d'avoir une lecture dont la précision est du même ordre que la dispersion.

LA LOI DU MÉLANGE DES GAZ. — NOUVEL APPAREIL DE DÉMONSTRATION;

Par M. P. SACERDOTE.

PREMIÈRE PARTIE.

I. L'expérience classique de Berthollet avait conduit à énoncer la loi suivante :

Loi. — Le mélange (à température et volume constants) *de deux gaz primitivement à la même pression s'accomplit sans variation de pression.*

Mais Berthollet n'avait opéré que sur ($H + CO^2$) et dans des conditions de précision telles qu'une faible variation de pression pouvait lui avoir échappé.

II. M. Leduc, en soumettant cette loi à un contrôle indirect fondé

sur la mesure des densités des gaz, était arrivé à la conclusion suivante [1] :

La loi de Berthollet n'est pas vraie en général; le mélange de CO^2 avec SO^2, par exemple, doit s'accomplir avec une augmentation de pression de $1^{mm},25$ de mercure.

Ces mesures de densités sont susceptibles d'une très grande précision, mais, en outre, d'une habileté expérimentale extrême, elles exigent une pureté presque absolue des gaz ; — de plus, elles ont l'inconvénient de faire dépendre la vérification cherchée des valeurs d'un certain nombre des constantes numériques relatives aux gaz.

III. Je me suis proposé [2] de répéter l'expérience de Berthollet, mais en lui donnant toute la précision dont sont susceptibles nos méthodes actuelles de mesure :

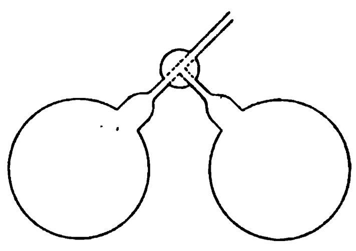


Fig. 1.

Appareil. — Deux ballons de verre (*fig.* 1) épais de 750 centimètres cubes sont réunis par un robinet à trois voies de 6 millimètres de diamètre pour permettre une rapide diffusion des gaz ; les cols se raccordent à angle droit pour qu'on puisse, après le remplissage de l'un des ballons, l'isoler complètement ; on a parfaitement desséché l'appareil en le chauffant pendant plusieurs heures, tandis qu'alternativement on y faisait le vide et on laissait rentrer du gaz carbonique sec.

Expériences. — Pour remplir l'un des ballons, on le maintient vide, pendant une heure au moins, dans la glace râpée fondante, et l'on y laisse rentrer bulle à bulle le gaz desséché par son passage sur l'anhydride phosphorique ; on établit pendant quelques minutes la communication du ballon avec l'atmosphère, puis on l'isole, et au

(1) Leduc, *C. R.* du 17 janvier 1898.
(2) Sacerdote, *C. R.* du 24 janvier 1898.

même instant on détermine la pression atmosphérique au $\frac{1}{100}$ de millimètre, avec un bon baromètre Regnault-Leduc; immédiatement après, on procède de même pour l'autre ; les deux remplissages étant ainsi effectués à quelques heures à peine d'intervalle, les pressions des deux gaz sont égales à 1 ou 2 dixièmes de millimètre, et comme les volumes des ballons sont eux-mêmes presque égaux, on peut prendre comme pression du remplissage la moyenne des deux hauteurs barométriques observées (toutes corrections faites). On laisse la diffusion s'effectuer pendant plusieurs jours; on l'active par des variations de température; on détermine enfin la pression du mélange, en reliant le ballon à un manomètre de Regnault.

On a pris le soin d'établir *a priori*, entre les deux branches de ce manomètre, une dénivellation du mercure correspondant à la différence des hauteurs barométriques le jour du remplissage et celui de la mesure, et aussi à la variation de pression produite par le mélange des deux gaz, variation connue approximativement par une expérience préliminaire; en ouvrant le robinet du biballon, on n'observe donc qu'un mouvement très faible du mercure : la correction à effectuer sur la pression lue est petite, ce qui est très avantageux, cette correction étant forcément un peu incertaine, puisqu'elle exige la connaissance du volume des tubes de communication.

Résultats. — 1° (CO^2 et SO^2) :

Pression de $CO^2 = 765,64$	moyenne..........	$765^{mm},69$
Pression de $SO^2 = 765,73$		
Après quatre jours : pression du mélange.......		$766^{mm},90$
Après sept jours : pression du mélange.........		$767^{mm},05$

le mélange de ces deux gaz s'effectue donc avec une augmentation de pression de $1^{mm},36$ *de mercure* (¹); *la loi de Berthollet est en défaut pour ce cas.*

2° (CO^2 et Az^2O) :

Pression de remplissage (¹)...........	$759^{mm},40$
Pression du mélange................	$759^{mm},48$

l'augmentation de pression très faible ($0^{mm},08$) peut être attribuée

(¹) M. Leduc avait trouvé par la mesure des densités que le mélange de CO^2 et SO^2 devait être accompagné d'une augmentation de pression de $1^{mm},25$; mais la pression du mélange était de 66 centimètres au lieu de 77 centimètres.

aux erreurs d'expériences : *la loi de Berthollet s'applique donc sensiblement à ce mélange.*

Note : Dans cette expérience, la diffusion n'ayant duré que deux jours, je me suis assuré, en analysant les mélanges gazeux des deux ballons, que néanmoins elle était à peu près achevée; on avait, du reste, activé cette diffusion en chauffant légèrement et alternativement chacun des deux ballons.

3° (H et O). — Les mesures relatives à ce mélange ont été faites en collaboration avec M. Daniel Berthelot [2].

Voici les résultats d'une première expérience :

Pression de remplissage..................	765^{mm},80
Après quatre jours de diffusion............	765^{mm},88
Après vingt et un jours de diffusion........	765^{mm},95

A ce moment, l'augmentation de pression était donc déjà de 0^{mm},15 de mercure environ, et l'analyse des gaz contenus dans chacun des deux ballons a montré que, malgré la longue durée de cette diffusion, celle-ci n'était encore accomplie qu'aux 2/3 environ.

Dans une seconde expérience	pression de remplissage....	752^{mm},15
	après six jours............	752^{mm},36

mais on avait eu soin d'activer le mélange en entourant alternativement l'un et l'autre des ballons de glace et d'eau à 40° ; cette opération avait été répétée une quinzaine de fois; l'analyse a montré que dans ce cas le mélange avait été complet.

En résumé : *la loi de Berthollet ne s'applique pas non plus au mélange de l'hydrogène avec l'oxygène*, puisque ce mélange s'effectue avec une augmentation de pression de 0^{mm},20 de mercure environ [3].

---

(1) Dans cette mesure, la pression initiale est identiquement la même pour les deux gaz, car j'avais changé un peu le mode opératoire ; après avoir rempli successivement les deux ballons, chacun de l'un des gaz, on établissait pendant un court instant la communication de ces deux ballons entre eux et avec l'atmosphère ; on lisait au même instant le baromètre dont l'indication donnait donc la pression de remplissage; puis, en tournant le robinet, on isole les ballons de l'atmosphère et on laisse la diffusion s'opérer.

(2) Berthelot et Sacerdote, Sur le mélange des gaz et la compressibilité des mélanges gazeux (*C. R.* du 27 mars 1899).

(3) Signalons que M. Daniel Berthelot (*C. R.* du 13 juin 1898), en utilisant la formule de Van der Waals et les résultats numérique des expériences sur la compressibilité et la densité des gaz, est parvenu à calculer les variations de pression qui doivent se produire par le mélange des gaz ; les résultats auxquels il arrive s'accordent très bien avec ceux des expériences citées plus haut. Voir aussi à ce sujet : Van der Waals (*C. R.* du 27 juin 1898, p. 156) ; Daniel Berthelot (*C. R.* du 27 juin 1898, p. 1857); Leduc (*C. R.* du 27 juin 1898, p. 1859).

IV. *Nouvel appareil de démonstration.* — Les expériences avec le biballon que je viens de décrire sont des expériences délicates, qui durent plusieurs jours et qui ont, en outre, l'inconvénient de faire dépendre l'augmentation de pression à observer d'une série de lectures au baromètre et au manomètre.

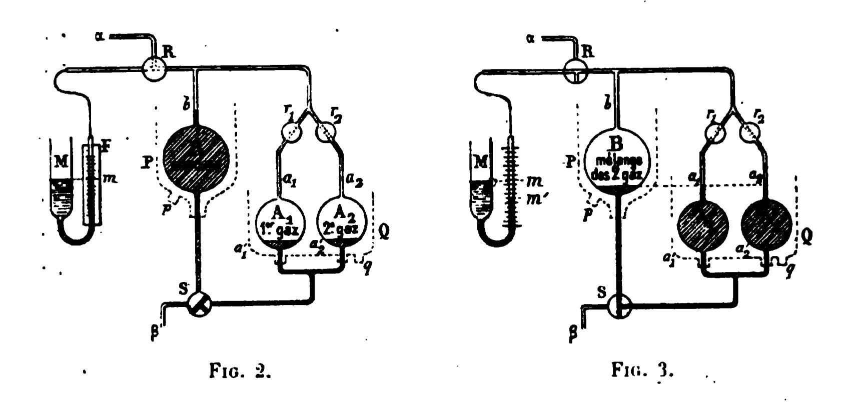


Fig. 2. Fig. 3.

J'ai cherché à réaliser un appareil de démonstration (*fig.* 2 et 3) qui permette de montrer à un auditoire, par une expérience de quelques minutes, cette augmentation de pression qui accompagne le mélange de certains gaz.

Description (1). — $A_1 A_2$, boules de verre de volumes sensiblement égaux (125 centimètres cubes environ).

B, boule de verre de capacité un peu supérieure à la somme de celles de A_1 et A_2, et placée à un niveau plus élevé que celles-ci.

Les tubes de communication qui relient ces boules, comme l'indique la figure, ont environ 2 millimètres de diamètre de canal.

r_1, r_2, robinets simples ; R et S, robinets à trois voies ;

α, tube de communication avec l'atmosphère, qui sert, en outre, à relier l'appareil par l'intermédiaire d'un caoutchouc à vide, soit avec une machine pneumatique, soit avec les appareils producteurs des gaz ;

β, tube effilé par lequel on pourra aspirer du mercure pendant le remplissage ;

M, manomètre à acide sulfurique : la branche M a environ 3 cen-

(1) Cet appareil a été construit d'après mes indications par M. Chabaud ; il est tout en verre et est fixé sur une planchette de bois verticale avec pied.

timètres de diamètre, tandis que m n'a guère que 2 millimètres [1]; le niveau est donc sensiblement invariable en M, et les variations de pression se traduisent entièrement par le mouvement de l'acide sulfurique m ; cette branche porte une division en millimètres et une fente F est percée derrière dans la planche de bois pour permettre de projeter si on le désire ;

P et Q, récipients en zinc que l'on remplit de glace pour maintenir les ballons à 0° pendant toute l'expérience ; l'eau de fusion s'écoule par des tubes de caoutchouc adaptés aux tubulures p et q.

Remplissage. — Les robinets r_1 et r_2 étant ouverts et les récipients P et Q remplis de glace râpée :

1° On place R en ⦶ et S en ⦶ ; on fait plonger β dans une capsule contenant du mercure, puis on relie α à une machine pneumatique ordinaire par un caoutchouc à vide ; on fait ainsi monter le mercure dans B jusqu'en b, par exemple ;

2° On tourne alors le robinet S en ⊖, le mercure monte dans A_1 et A_2 jusqu'en a_1 et a_2, par exemple ; on tourne S dans la position ⊘ pour immobiliser le mercure ; on fait le vide dans l'espace Rr_1r_2 ;

3° On ferme r_2 et on adapte en α l'appareil producteur du premier gaz ; en tournant S en ⊖ le mercure s'écoule de A_1 et y est remplacé par du gaz ; quand le mercure est descendu dans la région a'_1, on remet S en ⊘ et on ferme r_1 ;

4° On refait le vide dans l'espace Rr_1r_2, puis on adapte en α l'appareil producteur du deuxième gaz [2] ; on ouvre en r_2 et on remet S en ⊖, la boule A_2 se remplit de même du deuxième gaz jusque vers a'_2 ; on replace S en ⊘, on ferme r_2, et le remplissage est terminé.

Expérience. — Lorsque le moment est venu de faire l'expérience, il suffit :

1° De placer le robinet R dans la position ⊖, puis d'ouvrir r_1 et r_2 [3] (*fig.* 1) ; le gaz des boules A_1 et A_2, des tubes de communication et de la branche m du manomètre, se met en équilibre de pression avec l'atmosphère ; le niveau de l'acide sulfurique est en m ;

---

(1) Cette branche a été faite aussi étroite pour que la variation de niveau en m ne change que d'une façon négligeable le volume occupé par le mélange gazeux.

(2) Ces gaz doivent être aussi purs que possible et surtout *bien secs*.

(3) Comme les gaz peuvent avoir été emmagasinés dans A_1 et A_2 à des pressions un peu supérieures à la pression atmosphérique, il est bon d'ouvrir r_1, puis de le refermer, d'ouvrir r_2, puis le refermer et finalement ouvrir r_1 et r_2 ; on évite ainsi que du gaz chassé de l'une des boules entre dans l'autre.

2° On tourne alors le robinet R dans la position $\ominus$, puis le robinet S en $\oplus$ (*fig.* 2) ; le mercure s'écoule de B et, en montant dans A_1 et A_2, il en chasse simultanément les deux gaz, qui arrivent parfaitement mélangés dans B ; — *l'écoulement terminé* (il ne dure que quelques secondes), *on constate, par la dénivellation de l'acide sulfurique de m en m', une augmentation de pression qui atteint près de* 9 *millimètres d'acide sulfurique pour* ($CO^2 + SO^2$) *et plus de* 2 *centimètres d'acide sulfurique pour* ($H + SO^2$) (¹).

Remarque. — Si l'on fait l'expérience en remplissant les deux boules A_1 *et* A_2 du même gaz (par exemple de l'air), on constate, comme cela devait être, que l'écoulement du mercure produit le mélange sans variation de pression.

Remarque. — On pourrait craindre que, lorsque le mélange viendra s'emmagasiner dans la boule B, une partie de gaz se condense sur les parois de cette boule et diminue ainsi la pression à observer ; pour remédier à cela, il suffit, au début du remplissage, de faire pénétrer dans B du gaz SO^2, puis de ne faire fonctionner la machine pneumatique que juste autant qu'il est nécessaire pour produire l'ascension du mercure dans B, sans jamais faire dans cette boule un vide avancé ; les parois de B restent ainsi en quelque sorte saturées de gaz et ne fixeront plus rien lorsque le mélange y pénétrera.

Remarques. — Cet appareil est essentiellement un appareil de démonstration ; mais ses indications sont néanmoins assez régulières et assez précises pour permettre de l'employer comme appareil de mesure, surtout si l'on prend toutes les précautions que j'ai indiquées plus haut.

Dans ce cas, il faut toutefois faire quelques corrections, dont la principale est relative à la diminution que subit la pression du mélange, par suite de l'augmentation de volume correspondant à la dénivellation *mm'* ; les dimensions des tubes de communication et de la branche *m* du manomètre ont été choisies de façon à rendre ces corrections très petites ; leur ensemble conduit à ajouter à la dénivellation observée à peine le 1/10 de sa valeur.

(¹) Pendant l'écoulement du mercure, il vaut mieux tourner R en $\oplus$, pour éviter les mouvements que l'afflux du gaz produirait en *m* ; l'écoulement terminé, on replace R en $\ominus$ et on voit le niveau descendre brusquement de M en *m'*.

TABLE DES RÉSULTATS.

Mélanges	Augmentations de pressions observées [1] avec le biballon (en millimètres de mercure)	avec l'appareil de démonstration (en millimètres d'acide sulfurique) [2]
$CO^2 + Az^2O$	$0^{mm},08$	$(1/2^{mm})$
$H + O$	$0^{mm},21$	$(1^{mm},1/2)$
$CO^2 + SO^2$	$1^{mm},36$	$9^{mm},1/2$
$H + SO^2$	»	$26^{mm},00$

On voit d'après ces résultats que *la loi de Berthollet s'applique très sensiblement à* $(CO^2 + Az^2O)$; *elle est moins bonne pour* $(CO^2 + SO^2)$ *et devient tout à fait inexacte pour* $(H + SO^2)$. On peut se rendre compte de ces différences en remarquant que CO^2 et Az^2O ont même masse moléculaire et sont dans des états correspondants (à 0° et sous la pression atmosphérique) ; les molécules des deux gaz sont donc *aussi identiques que possible au point de vue physique*, tandis qu'il n'en est plus de même pour CO^2 et SO^2 et encore bien moins pour H et SO^2.

DEUXIÈME PARTIE.

Transformation de l'énoncé de la loi de Berthollet. — Avant de quitter ce sujet, je veux insister sur les transformations que l'on peut faire subir à l'énoncé de la loi de Berthollet, car les différents énoncés de cette loi ont souvent donné lieu à des confusions et à des erreurs.

§ 1. *Transformation de l'énoncé de la loi de Berthollet sans supposer que les gaz suivent la loi de Mariotte.* — Soient (vp), $(v'p')$, ..., les volumes et pressions des différents gaz ; imaginons qu'on les ramène séparément à une même pression P, et soient alors $(x, y, ...)$ leurs volumes ; ceci fait, établissons les communications entre les différents récipients ; la diffusion s'opère, et la loi nous indique que la pression du mélange reste égale à P ; quant à son volume, il est

$$V = x + y + \dots \tag{1}$$

et cette relation (1) se traduit par l'énoncé suivant :

Le volume d'un mélange de gaz est égal à la somme des volumes

(1) Correction effectuée.

(2) Les nombres entre parenthèses sont ceux qui correspondent aux millimètres de mercure de la première colonne ; ils n'ont pas été déterminés directement avec l'appareil de démonstration.

qu'occuperait séparément chacun des gaz soumis à la pression du mélange (c'est ce que nous appellerons l'*énoncé des volumes*).

Application de la loi. — On donne (vp), ($v'p'$), ..., *pour différents gaz ; on mélange ces gaz dans un volume* V; *calculer la pression* P *du mélange, connaissant les coefficients d'écart* A, A', ..., *de chacun de ces gaz par rapport à la loi de Mariotte* [1].

On a:

$$\frac{xP - vp}{vp} = A\,(P - p)\,;$$

d'où:

$$x = \frac{vp}{P}\,[1 + A\,(P - p)]\,;$$

de même y, z, ..., l'équation (1) devient:

$$(1') \qquad V = \frac{vp}{P}\,[1 + A\,(P - p)] + \frac{v'p'}{P}\,[1 + A'\,(P - p')] + ...$$

ou

$$(1'') \qquad VP = vp\,[1 + A\,(P - p)] + v'p'\,[1 + A'\,(P - p')] + ...,$$

équation du premier degré, d'où l'on déduit la valeur de P.

§ 2. *Transformation de l'énoncé de la loi de Berthollet en supposant que les gaz suivent la loi de Mariotte.* — L'équation (1') devient alors, puisque $A = A' = ... = 0$:

$$(2) \qquad V = \frac{vp}{P} + \frac{v'p'}{P} + ...,$$

ou ce qui revient au même:

$$(3) \qquad P = \frac{vp}{V} + \frac{v'p'}{V} + ...$$

L'équation (2) se traduit par l'*énoncé des volumes*, et l'équation (3) par l'*énoncé des pressions : la pression d'un mélange de gaz est égale*

---

[1] Soit vp le volume et la pression d'un gaz; on le soumet à une pression P ; il prend un volume x et $xP \lesseqgtr vp$, puisque le gaz ne suit pas la loi de Mariotte ; *je rappelle qu'on définit le coefficient* A *d'écart à la loi de Mariotte*, par la relation

$$\frac{xP - vp}{vp} = A\,(P - p).$$

Pour les valeurs de ces coefficients A entre 1 et 2 atmosphères, voir : Leduc et Sacerdote, *Compressibilité des gaz au voisinage de la pression atmosphérique* (*C. R.* du 2 août 1897).

à la somme des pressions qu'aurait chacun des gaz répandu seul dans le volume du mélange.

Conclusion. — Au point de vue du mélange des gaz, on doit diviser les gaz en trois catégories.

1° *Les gaz qui obéiraient à la loi de Berthollet et aussi à celle de Mariotte.* — Pour ces gaz, l'énoncé de la loi de Berthollet pourrait se transformer indifféremment en l'*énoncé des volumes* ou *celui des pressions* (§ 2) ;

2° *Les gaz qui suivent la loi de Berthollet, mais non celle de Mariotte* [exemple : (CO^2 et Az^2O) (Az et O)]. — Pour ces gaz, on a vu (§ 1) que l'énoncé de *la loi de Berthollet peut se transformer rigoureusement en l'énoncé des volumes;* il est facile de voir qu'*au contraire l'énoncé des pressions conduirait pour ces gaz à une absurdité.*

Prenons, en effet, deux ballons de même volume V contenant l'un CO^2 et l'autre Az^2O à la pression de 76 centimètres de mercure.

CO^2 occupant seul le volume de deux ballons aurait une pression de....................	$38^{cm},10$
Az^2O occupant seul le volume de deux ballons aurait une pression de....................	$38^{cm},11$

calculées au moyen des coefficients A d'écart à la loi de Mariotte de ces deux gaz ; l'énoncé des pressions indiquerait donc qu'en mettant les deux ballons en communication, la pression du mélange devient $(38,10 + 38,11) = 76^{cm},21$, résultat qui est la négation de cette loi de Berthollet que l'énoncé serait censé traduire.

Si l'on imagine encore que dans ces deux ballons il y ait le même gaz, l'énoncé des pressions nous conduirait à cette autre absurdité que le mélange des deux portions d'un même gaz à la même pression doit s'effectuer avec une augmentation de pression [1] [2].

---

[1] M. AMAGAT avait déjà signalé ce fait que, pour les gaz qui ne suivent pas la loi de Mariotte, l'*énoncé des volumes est le seul possible.* — En utilisant les isothermes de l'azote, l'oxygène et l'air, qu'il avait déterminées dans un premier travail jusqu'à 400 atmosphères, puis dans un autre jusqu'à 3.000 atmosphères, il avait, en outre, montré que *l'énoncé des volumes est applicable dans ces énormes limites de pression au mélange d'azote et d'oxygène qui constitue l'air* (*Annales de Chimie et de Physique*, 1880 : Sur la compressibilité des gaz sous de fortes pressions, et *C. R.*, du 11 juillet 1898).

[2] M. LEDUC (*C. R.* du 17 janvier 1898) avait été également conduit, par l'étude de la composition de l'air, à rejeter l'énoncé des pressions pour celui des volumes.

Cherchons, en effet, la proportion x en volume de l'oxygène contenu dans l'air en nous appuyant sur les densités de l'oxygène et de l'azote ; nous devrons écrire : $x \times 1,10523 + (1 - x) \times 0,97203 = 1$, qui donne $x = 0,21$ sensiblement, et la pro-

3° *Les gaz qui ne suivent pas la loi de Berthollet* (telle qu'elle a été énoncée au début), exemple : (CO^2 et SO^2) (H et SO^2). — Pour ces gaz, il n'y a *plus de loi du mélange des gaz ; aucun des deux énoncés n'est rigoureusement applicable.*

On peut voir toutefois que l'énoncé des volumes conduirait pour la pression du mélange à une valeur beaucoup plus approchée de la valeur réelle que l'énoncé des pressions ; soit par exemple : CO^2 et SO^2 primitivement à la pression 76 centimètres et qui, en doublant de volume, prendraient des pressions ($38^{cm},10$) et ($38^{cm},38$).

L'énoncé des pressions conduirait pour la pression du mélange à ($38^{cm},10 + 38^{cm},38$), c'est-à-dire	$76^{cm},480$
L'énoncé des volumes conduirait à..................	$76^{cm},000$
(puisqu'il n'est que la transformation de la loi de Berthollet).	
Enfin l'expérience a donné, comme on l'a vu	$76^{cm},136$

SUR LA VARIATION DE LA RÉSISTIVITÉ ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX ET DE LEURS ALLIAGES DUE A LA TORSION ;

Par M. COLOMAN DE SZILY.

Toutes les actions physiques et mécaniques, comme le recuit, la trempe, la traction, la torsion, etc., ont une influence sur la résistance électrique des métaux et de leurs alliages. Toutefois les recherches expérimentales relatives à ces phénomènes sont encore assez incomplètes. Je me suis proposé d'en reprendre l'étude et de rechercher notamment quelle est la variation de la résistance des fils par suite de la torsion.

Comme, d'après les expériences préliminaires, on devait s'attendre à des variations extrêmement faibles, la plus grande difficulté qu'il fallait vaincre pour arriver à des mesures exactes était l'élimination de l'influence de la température ambiante. Pour y arriver, j'ai choisi, d'une part, un alliage dont la résistance électrique peut être considérée comme constante, pour des petites variations de température

---

portion en poids, 0,2321, trouvée par lui expérimentalement. Si, au contraire, on appelle y la fraction de la pression totale due à l'oxygène, on devrait écrire d'après l'énoncé des pressions :

$y \times 1,10457 + (1-y)\ 0,97195 = 1$, d'où $y = 0,2112$, et la proportion en poids est 0,2333, nombre qui présente avec les expériences directes des écarts inadmissibles.

du moins : c'est l'alliage connue sous le nom de *constantan*. D'autre part, j'ai exécuté les mesures dans une pièce souterraine où les fluctuations de la température ambiante ne dépassaient guère un dixième de degré centigrade et que l'Institut de Physique et de l'École polytechnique fédérale, à Zurich, a bien voulu mettre à ma disposition.

Dans mes expériences, je me suis servi de la méthode de Wheatstone, modifiée par Kirchhoff, et connue sous le nom de *pont à corde*.

Le fil de constantan à examiner, bien recuit au préalable, fut suspendu à l'intérieur d'un tube de laiton vertical, d'une longueur de $3^m,50$, et il fut soigneusement tendu par un poids de laiton soudé à son extrémité inférieure. Après chaque torsion, ce poids pouvait être maintenu dans sa nouvelle position au moyen de deux ergots. Tous les points de jonction du système furent établis sans exception par des godets remplis de mercure. Pour la jonction des diverses branches, je me suis servi de fils de cuivre de 3 millimètres de diamètre; contre, la *corde* fut constituée par un fil de constantan de $1^m,50$ de longueur, tendu horizontalement et alimenté par le courant d'une batterie de trois circuits Daniell.

Les résistances auxiliaires furent choisies de manière que l'on pût atteindre, dans le résultat des mesures de résistance, une approximation de 0,000001. Au commencement de chaque expérience, le fil était en équilibre moléculaire au point de vue élastique. Après l'observation de la position du galvanomètre, le fil fut tordu d'une révolution complète, soit d'un angle de 2π, et fixé dans cette nouvelle position. Trois observations de la déviation de l'aiguille du galvanomètre furent alors exécutées, et le fil fut de nouveau tordu de 360°, et ainsi de suite.

Pour donner une idée de l'ordre de grandeur de la variation de résistance, j'inscris ici les résultats d'une série de mesures.

La résistance initiale du fil de constantan était de $10^{ohms},60020$.

Angle de torsion	$W_i - W_0$	$W_i - W_{i-1}$
1,2 π	0,00002	0,00002
2,2 π	0,00004	0,00002
3,2 π	0,00006	0,00002
4,2 π	0,00015	0,00009
5,2 π	0,00024	0,00009
6,2 π	0,00033	0,00009
7,2 π	0,00041	0,00008
8,2 π	0,00050	0,00009
9,2 π	0,00059	0,00013
10,2 π	0.00072	0,00013
11,2 π	0,00085	0,00013
12,2 π	0,00099	0,00014
13,2 π	0,00117	0,00018
14,2 π	0,00135	0,00018
15,2 π	0,00156	0,00021
16,2 π	0,00178	0,00022
17,2 π	0,00200	0,00022
18,2 π	0,20223	0,00023
19,2 π	0,00247	0,00024
20,2 π	0,00273	0,00026
21,2 π	2,00299	0,00026
22,2 π	0,00324	0,00025
23,2 π	0,08353	0,00029
24,2 π	0,00382	0,00029
25,2 π	0,00413	0,00030

Je fais remarquer que la limite d'élasticité dans ce cas se trouvait à peu près à 3,2π.

Les résultats d'un grand nombre de séries de mesures sont suffisamment concordants et montrent que la résistance électrique va en augmentant avec l'angle de torsion, et cela non proportionnellement à l'angle, mais bien plus vite. Si nous déterminons pour chaque cas la limite de l'élasticité, nous trouvons que, jusqu'à cette limite, l'augmentation de la résistance peut être considérée comme proportionnelle à l'angle de torsion.

J'ai examiné en même temps la question suivante, qui s'est posée au cours de mes expériences : La résistance électrique du fil tordu reste-t-elle constante ou bien varie-t-elle avec le temps ? J'ai trouvé que la résistance du fil ne reste pas du tout constante après la torsion, mais diminue certainement, quoique extrêmement lentement, avec le temps. De même j'ai constaté que la résistance électrique du fil, ramené par des torsions inverses à sa position initiale, va en diminuant avec le temps et même bien plus vite que dans le premier cas ; probablement parce qu'elle peut atteindre plus rapidement son équilibre moléculaire. On sait qu'en faisant subir à un fil une forte torsion et en le laissant ensuite reprendre son état non déformé, la limite d'élasticité du fil se déplace et atteint une valeur plus élevée qu'avant la déformation. En examinant la variation de résistance d'un fil déformé et soumis de nouveau à une série de torsions, j'ai pu constater une concordance remarquable avec le fait ci-dessus, car la proportionnalité entre la variation de résistance et l'angle de torsion allait plus loin pour le même fil après qu'avant la déformation.

Si j'ajoute que la comparaison des effets sur des fils de divers diamètres m'a démontré que la variation de la résistivité électrique augmente plus rapidement que le diamètre, j'ai fini de résumer les résultats que j'ai pu obtenir pour le constantan.

Il fallait maintenant répéter les mêmes recherches sur d'autres métaux. J'ai fait des expériences avec des fils de maillechort et de nickeline, en me servant des mêmes dispositions que celles décrites ci-dessus, mais il m'a été impossible d'obtenir une exactitude suffisante, à cause de l'influence des variations de la température ambiante. Toutefois, autant que j'ai pu le voir, le caractère du phénomène semble être, pour ces divers métaux (ainsi, du reste, que pour le cuivre, pour lequel j'ai également entrepris des recherches), le même que celui relevé dans le cas du constantan.

H. HAGA et C.-H. WIND. — Diffraction of Röntgen Rays (Diffraction des rayons de Röntgen). — *Académie royale des Sciences d'Amsterdam*, 25 mars 1899, p. 420.

Devant un tube focus est disposée une fente verticale F de 1 centimètre de hauteur, dont les bords en platine soigneusement aplanis et polis, épais de 1/2 millimètre, sont parallèles entre eux et distants, dans les principales expériences, de 14 microns. Le faisceau de rayons X, qui sort de F, rencontre, à 75 centimètres au delà, une seconde fente, *f*, de 3 centimètres de hauteur dont les bords sont distants de 14 microns pour l'extrémité supérieure de la fente, et se rapprochent graduellement (jusqu'à près de 1 micron,) quand on parcourt la fente de haut en bas. Une plaque photographique disposée, dans les principales expériences, à 75 centimètres au-delà de *f*, enregistre (dans l'exemple cité, après cent heures de pose) une image de *f* présentant les particularités suivantes :

Parcourue de haut en bas, l'image se rétrécit d'abord, comme on pouvait s'y attendre, en même temps que la fente *f*. La zone centrale (*noyau*), plus impressionnée que les bords, se termine en *pointe*.

Mais, au-dessous de cette pointe, l'image, d'intensité presque uniforme dans sa largeur, s'élargit « like a plume ». En même temps que la fente *f*, parcourue de haut en bas, continue à se rétrécir, son image devient, bien entendu, plus pâle, *mais elle se rétrécit seulement de place en place*, de sorte qu'au-dessous de la région où le

noyau finit en pointe, *on remarque des maxima et minima de largeur de l'image*. Dans l'exemple cité, il y a quatre renflements de l'image qui correspondent aux hauteurs de la fente, où la largeur est $1^{\mu},5$; $1^{\mu},1$; $0^{\mu},8$ et $0^{\mu},5$.

Les auteurs déclarent avoir examiné avec soin, en dehors de la diffraction, les influences suivantes, susceptibles *a priori*, de produire un élargissement de l'image : l'irradiation photographique, des différences locales de sensibilité de la couche photographique, l'influence des rayons secondaires, celle des petits mouvements du système qui peuvent se produire pendant la longue durée des expériences (souvent plus de dix jours), bien que de très grands soins aient été apportés dans l'installation des fentes, du tube, de la plaque sensible et de leurs supports. Ils ne trouvent, pour expliquer les particularités observées, que l'interprétation suivante :

Il y a eu *diffraction* et les rayons X enregistrés par la couche sensible de la plaque photographique formant quatre *groupes principaux* qui correspondent aux quatre renflements successifs de la silhouette de *f* et ont des longueurs d'onde *estimées* voisines de $1^{\mu\mu},5$; $1^{\mu\mu},1$; $0^{\mu\mu},8$ et $0^{\mu\mu},5$. Dans les autres expériences, les longueurs d'onde principales des groupes de rayons X ont des valeurs allant de 0,1 à 2,7 millièmes de microns.

G. Sagnac.

Remarques sur l'interprétation des expériences de MM. H. Haga et C.-H. Wind.

L'emploi fait par MM. Haga et Wind d'une fente de diffraction *f*, dont la largeur diminue continuellement de haut en bas, paraît très avantageux, puisqu'une seule expérience fournit d'un coup tous les résultats correspondant à une suite continue de largeurs de fentes diffringentes et permet de juger si, comme l'exige la diffraction, l'image s'épanouit de haut en bas, à mesure que la fente *f* se rétrécit. Cette méthode permet, même en l'absence de toute mesure, de distinguer l'influence de la diffraction de celle de l'irradiation photographique et de celle de la dissémination des rayons X par les lèvres des fentes ou par l'air atmosphérique. C'est ce que remarquent les auteurs. Mais elle ne saurait être caractéristique de la diffraction dans les conditions un peu complexes où ils ont opéré.

Le rôle de la fente F employée pour diaphragmer le tube focus ne serait simple que si les bords de cette fente étaient et demeuraient

pendant toute la durée de l'expérience (dix jours par exemple) très rigoureusement parallèles non seulement entre eux dans toute leur hauteur, mais encore parallèles à l'axe de la fente *f*. D'autre part, les rayons X doivent être considérés comme issus d'une région de la lame focus très rapprochée de F (à environ 1^{cm},5 derrière F) et dans sa partie principale, d'assez faible hauteur (1 millimètre environ). Il est surtout important de remarquer que dans son ensemble l'image de *f* est due à des rayons X qui sont issus d'une portion assez faible (environ 1 millimètre) de la hauteur (1 centimètre) de la fente F; si alors l'axe de *f* n'est pas très rigoureusement parallèle aux bords de F (ou que la largeur de F ne soit pas très uniforme dans toute la hauteur de F), il suffit que, par exemple, de chaque journée d'expérience à la suivante, la petite *région utile* de la fente F ait éprouvé un très léger déplacement, même purement vertical, pour que l'image de la fente *f* se trouve divisée en segments paraissant renflés en leurs milieux, rétrécis à leurs extrémités, et dont le nombre et la netteté sont en rapport avec le nombre et la durée des déplacements accidentels successifs. Même en l'absence de tout déplacement des différentes parties de l'appareil (plaque photographique, fentes et tube focus), l'effet précédent se produit encore si le point d'impact des rayons cathodiques sur la lame focus s'est trouvé placé successivement à des hauteurs différentes derrière la fente F, ce qui peut se produire, en particulier, si l'état du tube focus (son degré de vide, par exemple) varie d'une journée d'expérience à la suivante.

Justement les régions de l'image de *f*, que MM. Haga et Wind considèrent comme *rétrécies*, se présentent aussi comme légèrement *disloquées*, ce qui paraît justifier les interprétations précédentes (Voir, dans le mémoire original, Pl. 1, *fig.* 2, la reproduction agrandie quatre fois que les auteurs ont soin de donner pour le cliché de la principale expérience citée dans l'analyse du mémoire qui précède ces remarques).

Il faut donc souhaiter que MM. Haga et Wind reprennent leurs expériences en supprimant la première fente F (1), et disposant une lame focus *l* bien plane et parallèle à la fente *f* de diffraction, de manière à envoyer sur *f* des rayons X émis presque par la tranche

(1) Il convient seulement de diaphragmer le tube par une *large* fente encadrant la lame focus *l*, afin de diminuer l'importance des rayons secondaires qui voilent la plaque photographique.

de l. C'est la méthode qui a permis à M. Gouy [1] de démontrer, en opérant à une distance totale de 5 mètres, en quatre heures de pose seulement, que l'épanouissement d'un faisceau de rayons X est, en admettant qu'il existe, au moins trois fois plus faible que celui qu'éprouverait un faisceau de rayons lumineux de longueur d'onde égale à 5 millièmes de micron.

G. SAGNAC.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. VII; 1898.

E. MERRIT et O. STEWART. — The electrical properties of the vapors from the carbon arc (Propriétés électriques des vapeurs émises par l'arc). — P. 129-148.

Les vapeurs émanées d'un arc formé en vase clos sont attirées par aspiration et viennent au contact d'un cylindre en laiton électrisé et relié à l'aiguille d'un électromètre à quadrants; on étudie la loi de décharge de ce cylindre; les conclusions de ces recherches sont les suivantes :

1° Les vapeurs émanées des charbons de l'arc possèdent la propriété de décharger les corps électrisés avec lesquels elles viennent en contact. En général, les propriétés électriques de ces vapeurs sont semblables à celles des gaz ionisés par les rayons X, ou des gaz d'une flamme. Sauf pour les faibles potentiels, la vitesse de décharge n'est pas proportionnelle au potentiel du corps électrisé; elle tend vers une limite quand ce potentiel s'accroît;

2° Les vapeurs conservent cette propriété même après avoir traversé de longs tubes de verre ou de métal; elle est encore sensible dix secondes après qu'elles sont émanées de l'arc (les gaz d'une flamme cessent d'agir au bout d'un dixième de seconde);

3° Elles perdent leurs propriétés électriques quand elles passent entre un conducteur chargé et un autre relié au sol, ou quand elles traversent un tampon d'amiante;

4° Après passage entre deux conducteurs reliés au sol, elles dissipent plus rapidement une charge négative qu'une charge posi-

---

(1) GOUY, *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 345; 1896.

tive; elles ressemblent, sous ce point de vue, aux gaz ionisés par les rayons X. L'explication du phénomène repose sans doute, comme l'a suggéré Zeleny, sur une diffusion plus rapide des ions négatifs que des ions positifs.

5° En général, les vapeurs de l'arc dissipent les charges positives et négatives avec des vitesses égales. Si l'air qui environne l'arc est saturé d'humidité, le pouvoir conducteur des vapeurs est considérablement accru ; toutefois cet accroissement n'est sensible que si le corps à décharger n'est pas trop éloigné de l'arc.

S.-N. TAYLOR. — A comparison of the electromotive force of the Clark and cadmium cells (Comparaison de l'étalon au cadmium à l'étalon Latimer-Clark). — P. 149-170.

L'élément au cadmium proposé par Weston diffère du Latimer Clark par la substitution du cadmium et de son sulfate au zinc et au sulfate de zinc. Son coefficient de température est extrêmement faible, ce qui tient probablement à ce que la solubilité du sulfate de cadmium est presque indépendante de la température.

L'auteur indique d'abord les règles à suivre pour construire l'étalon au cadmium, puis compare la force électromotrice de cette pile à celle du Latimer-Clark. Il trouve :

$$\frac{\text{Lat.-Clark à } 15^\circ}{\text{Cadmium à } 21^\circ{,}7} = 1{,}4077\,;$$

une autre détermination, faite au Reichsanstalt par Jaeger et Wachsmuth a donné :

$$\frac{\text{Lat.-Clark à } 15^\circ}{\text{Cadmium à } 20^\circ} = 1{,}4063\,;$$

en prenant $1^v,433$ pour la force électromotrice du Latimer-Clark à 15°, on a donc $1^v,018$ pour celle de l'élément au cadmium ; M. Fabry, dans son *Traité des Piles électriques*, donne $1^v,028$ pour cet étalon.

H. GOODWIN et G. BURGESS. — On the osmotic pressure of certain ether solutions and its relation to Boyle-Van t'Hoff's law (Pression osmotique de certaines solutions éthérées, et ses relations avec la loi de Mariotte). — P. 171-187.

Le problème posé est de savoir si la pression osmotique de cer-

tains corps en solution dans l'éther obéit à la loi de Mariotte, c'est-à-dire varie proportionnellement à la concentration.

La pression osmotique ϖ est calculée par la formule :

$$\varpi = \frac{S_0}{M} \int_{p}^{p_1} v dp,$$

où S_0 est le poids spécifique et M le poids moléculaire du dissolvant, v le volume moléculaire et p_0 la pression de la vapeur du dissolvant, et p celle de la solution. On a pris comme dissolvant l'éther à 12°,90 [1] et 330,48 millimètres, conditions où il a été étudié par Ramsay et Young, ce qui permet de tirer des travaux de ces physiciens v en fonctions de p. En désignant par ω le poids d'un centimètre cube d'hydrogène à 12°,9 et 1 centimètre de pression, par a et b deux constantes déterminées par Ramsay et Young, on trouve ainsi :

$$\pi = \frac{S_0}{a\omega} \log \frac{p_0(a + bp)}{p(a + bp_0)},$$

relation qui permet de calculer ϖ quand p_0, p et S_0 sont connus.

Les auteurs déterminent expérimentalement ces grandeurs pour les solutions éthérées à des concentrations différentes. Les pressions ϖ sont comprises entre 1 et 25 atmosphères. La variation du produit ϖV montre qu'aucune des substances étudiées (naphtalène, benzophénone, diphénylamine) en solution éthérée ne se comporte comme un gaz parfait, mais comme un gaz facilement liquéfiable, et que le produit ϖV décroît notablement quand la pression ϖ augmente. Ce fait est très marqué pour la benzophénone, un peu moins pour le naphtalène. Pour la diphénylamine, ϖV diminue jusqu'à 8 atmosphères, puis devient constant ou même croît. D'autre part, l'azobenzène, étudié par Noyes et Abbott à l'aide des mêmes procédés, semble se comporter comme un gaz parfait. Il est donc probable que chaque substance dissoute a une équation caractéristique reliant sa température, sa pression osmotique et son volume, même dans le cas où les phénomènes de dissociation étudiés par Arrhénius sont, d'après la nature des substances choisies, extrêmement improbables.

K. GUTHRIE. — Polarization and internal resistance of electrolytic cells (Polarisation et résistance intérieure des auges électrolytiques). — P. 193-198.

La polarisation n'est jamais entièrement abolie dans une auge électrolytique, même lorsque les deux électrodes sont du même métal. Le passage de courant produit, en effet, des concentrations différentes aux deux extrémités, et la polarisation résultante peut être représentée par :

$$p = A\left(1 - e^{-\frac{\beta}{s}q}\right),$$

A et β étant des constantes, s la surface des électrodes, q la quantité d'électricité qui a traversé l'électrolyte. De telle sorte que la résistance est, non pas $\rho = \frac{E}{I}$, mais $r = \frac{E-p}{I}$. ρ est variable et r constant, comme le montrent des expériences effectuées sur du sulfate de cuivre placé entre des électrodes en cuivre.

T. GRAY. — The dielectric strength of isolating materials (Rigidité diélectrique de quelques isolants). — P. 199-209.

Expériences faites avec un alternateur de 8.000 périodes par minute, et des transformateurs permettant d'atteindre 100.000 volts.

Cristal

Épaisseur en cm.............	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
Rigidité en kilovolts par cm...	285	253	224	200	183	168

Mica

Épaisseur en cm.............	0,001	0,010	0,020	0,050	0,100
Rigidité en kilovolts par cm...	2000	1150	950	750	610

Air

Épaisseur en cm.............	0,02	0,06	0,10	0,20	0.60	1,00	1,60
Rigidité en kilovolts par cm...	57,5	49,2	43,6	37,8	32,7	29,8	27,4

N. BROWN. — A photographic Study of the electric arc (Photographie de l'arc). — P. 210-216.

Plusieurs clichés pris sur une plaque photographique en mouvement montrent les variations périodiques d'éclat d'un arc nourri par le courant alternatif.

E. MERRITT. — The magnetic deflection of reflected cathode rays (Déviation magnétique des rayons cathodiques). — P. 217-224.

Les rayons émanés d'une cathode concave tombent sur une lame de platine percée d'un trou. Les uns continuent leur chemin en traversant cet orifice et vont former une tache lumineuse sur la paroi du verre ; d'autres sont diffusés par cette lame de platine ; un diaphragme isole un pinceau de ces radiations diffusées, qui vont former une tache sur une autre partie de la paroi. Ces deux taches étaient placées successivement entre les deux pôles d'un aimant en fer à cheval, et on mesurait leur déplacement lorsque l'aimant tournait de 180°, de façon que ses pôles fussent intervertis. On ne trouva aucune différence appréciable entre les déviations imprimées aux rayons directs et aux rayons diffusés par la lame focus. Pour l'auteur, en admettant la théorie de Crookes sur la matière radiante, ce résultat signifie que la réflexion des particules électrisées n'altère pas d'une manière sensible leur vitesse de propagation.

A. COLE. — The measurement of short electric waves and their transmission through watercells (Transmission d'ondes électriques à travers l'eau). — P. 225-230.

Les ondes électriques sont produites par un excitateur analogue à celui de Righi, à trois étincelles éclatant dans l'huile. Le résonnateur est également analogue à celui de Righi ; le micromètre à étincelles est remplacé par une soudure thermo-électrique, ce qui permet d'apprécier très exactement l'effet produit par la déviation d'un galvanomètre Elliott ; l'appareil se prête ainsi à des déterminations quantitatives.

Sur le trajet des radiations, on peut placer un vase en verre vide, puis rempli d'eau. On détermine à l'aide du système récepteur la fraction de l'énergie transmise qui traverse dans les trois cas. Voici les nombres obtenus :

Longueur d'onde en centimètres	Vase de verre vide	Vase plein d'eau 3mm,65 d'épaiss. intérieure	Vase plein d'eau 1mm,05 d'épaiss. intérieure
5	0,665	0,349	0,157
8	0,700	0,260	0,209
16	0,670	0,124	0,154

Ainsi, pour les longueurs d'ondes de 5 et 8 centimètres, c'est le vase le plus épais qui se montre le plus transparent; ce résultat étrange tient peut-être à une interférence entre les radiations transmises directement et réfléchies sur les parois du vase. En tout cas, l'auteur pense qu'on ne peut pas déduire des nombres ci-dessus la valeur du pouvoir absorbant de l'eau pour les radiations électriques employées.

J. SMITH. — The influence of a short-circuited secondary upon the oscillatory discharge of a condenser (Influence d'un secondaire fermé sur la période de décharge d'un condensateur). — P. 231-235.

Supposons qu'au voisinage d'un primaire contenant un condensateur et donnant des décharges oscillantes se trouve un circuit secondaire fermé de faible résistance. Le secondaire réagit sur le primaire et produit une diminution de la période de vibration qu'il aurait s'il était seul. Ce résultat, démontré d'abord théoriquement par la considération des équations qui définissent le mouvement de l'électricité dans le système, trouve sa vérification dans une expérience de Millis [1]: le primaire contient une bobine de $5^{\omega},3$; la période naturelle d'oscillation est $0'',00326$. Elle se réduit à $0'',00291$ quand on introduit dans la bobine un cylindre plein en laiton, et à $0'',00289$ quand on y plonge un cylindre creux.

F. SANFORD et L. RAY. — On a possible change of weight in chemical reaction (Sur la loi de la conservation de la masse). — P. 236-238.

On sait que Landolt a révoqué en doute l'exactitude de la loi de Lavoisier. A la suite d'autres expériences de contrôle, décrites antérieurement dans le même recueil, les auteurs se sont adressés à la réaction de l'iodure de potassium sur le chlorure de fer, qui donne de l'iode. Un tube en U renversé et fermé contient dans une de ses branches une solution d'iodure, dans l'autre une solution de sel de fer. On pèse avant et après réaction, en s'entourant de toutes les précautions requises. La conclusion est que, s'il y a un changement de poids, il n'est pas supérieur à un dix-millionième du poids des substances réagissantes.

(1) *Physical Review*, t. IV, p. 128.

BEDELL, KLEIN et THOMSON. — The most efficient thickness of transformer plate (Epaisseur la plus favorable des lames de transformateurs). — P. 242-245.

Quand on diminue progressivement l'épaisseur des lames de tôle d'un transformateur, on diminue les pertes par courants de Foucault; mais la fraction du volume total du circuit magnétique réservée aux isolants (air, oxydes, etc.) augmente. Il en résulte que, pour un flux donné, la densité magnétique dans les tôles croît quand leur épaisseur diminue, ce qui a pour effet d'accroître les pertes par hystérésis. Ces deux actions contraires font qu'il y a dans une épaisseur des lames pour lesquelles la perte d'énergie est minima. Après examen de plusieurs courbes, se rapportant aux principaux cas usuels, et qui montrent nettement ce minimum, les auteurs concluent que, dans la pratique, des épaisseurs comprises entre $0^{mm},25$ et $0^{mm},375$ seront convenables dans tous les cas.

G. PATTERSON, Jr. et K. GUTHE. — A new determination of the electrochemical equivalent of silver (Détermination de l'équivalent électro-chimique de l'argent). — P. 257-282.

La méthode employée est analogue à celle de Kohlrausch; le moment dû à l'action électro-dynamique des deux bobines d'un électrodynamomètre est compensé par le moment de torsion d'un fil. En définitive, les mesures à faire se réduisent à celles de masses et de longueurs, et les résultats obtenus sont estimés exacts à $\frac{1}{5000}$ près.

La valeur trouvée pour l'équivalent de l'argent est :

$$e = 0{,}0011192 \text{ grammes par coulomb,}$$

à comparer avec les autres valeurs fournies par d'autres observateurs :

0,0011156 (Mascart)
0,00111794 (Lord Rayleigh et Mrs. Sidgwick)
0,0011183 (Kohlrausch)
0,0011174 (Kœpsel)
0,0011192 (Pellat et Potier)
0,0011182 et 0,0011193 (Kahle).

H. EDDY, E. MORLEY et D. MILLER. — The velocity of light in the magnetic field (Vitesse de la lumière dans un champ magnétique). — P. 283-295.

M. Eddy commence par discuter les équations aux différences partielles d'une onde plane polarisée placée dans un champ magnétique. Ces équations :

$$k\mu\left(\frac{d^2F}{dt^2} - \frac{c\gamma}{4\pi\mu}\frac{d^3G}{dt\,dz^2}\right) = \frac{d^2F}{dz^2},$$

$$k\mu\left(\frac{d^2G}{dt^2} - \frac{c\gamma}{4\pi\mu}\frac{d^3F}{dt\,dz^2}\right) = \frac{d^2G}{dz^2},$$

dues à Rowland, se ramènent à celle de Maxwell en y faisant $c = 0$; le terme qu'elles contiennent en plus exprime la force électromotrice transversale due à l'effet Hall. La solution que Rowland en propose contient un facteur périodique dépendant du temps. M. Eddy en indique une autre, contenant un facteur périodique qui dépend du chemin que le rayon traverse dans le champ magnétique ; il montre que la vitesse de propagation de l'onde est accrue par le champ magnétique, si on adopte la solution de Rowland, ou diminuée si on adopte la sienne.

Pour décider la question, des expériences furent entreprises en commun par les auteurs de l'article. Ils firent usage de l'appareil bien connu de Michelson, où les deux rayons interférents traversaient des tubes remplis de sulfure de carbone et entourés de bobines magnétisantes. Un changement dans la vitesse de propagation des rayons produits par le champ magnétique aurait pour effet de déplacer les bandes d'interférence.

En faisant l'expérience, on observa un léger déplacement ; mais il fut reconnu que cet effet tenait en réalité à une variation de densité du sulfure de carbone, qui se dilate quand on produit le champ magnétique.

En définitive, et après de nouvelles expériences, les auteurs concluent que, lorsque la lumière jaune correspondant à la raie D traverse une colonne de $1^m,20$ de sulfure de carbone dans un champ magnétique qui fait tourner son plan de polarisation de 180° (2.200 C. G. S.), la variation de sa vitesse de propagation est certainement inférieure à $\frac{1}{60.000.000}$ et probablement inférieure à un cent-millionième de sa valeur.

RY. — A photometric study of the spectra of mixtures of gases at low pres-s (Etudes spectro-photométriques des mélanges gazeux aux basses pres-s). — P. 296-306.

mélange d'azote et d'hydrogène de composition définie est luit dans un tube Plücker relié à une trompe, et rendu lumi-à l'aide d'une batterie de 1.200 accumulateurs. On étudie au o-photomètre l'éclat des principales bandes des deux spectres osés, en faisant varier le pourcentage des deux composants; raphiques représentent les résultats obtenus. En général, on que l'éclat du spectre d'un gaz croît proportionnellement, ou près, à sa proportion dans le mélange. Toutefois les courbes olées sembleraient indiquer une luminosité appréciable pour ırcentage nul, ce qui est attribué par l'auteur à une erreur ıatique dans les observations photométriques.

ı pu observer, dans plusieurs cas, le spectre secondaire de ıgène; l'éclat de ce spectre dépend de la pression totale et de ıité du courant; mais il paraît indépendant de la proportion ɔgène dans le mélange, contrairement à ce qui a lieu pour le primaire.

L. Houllevigue.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. LXVII; février et mars 1899.

RESTON. — Radiation phenomene in the Magnetic Field. Magnetic ations of the spectral Lines (Radiation dans un champ magnétique. ations magnétiques des lignes spectrales). — P. 165.

d on observe normalement aux lignes de force d'un champ que une source de lumière monochromatique, on voit habi-nt le triplet de Zeeman, la raie centrale A polarisée perpen-ment à sa direction et les raies extrêmes B et C polarisées ment à leur longueur. On voit ce phénomène tout à fait net-vec un prisme biréfringent.

ve que A se partage en deux raies, que B et C font de même. tate que toujours l'écartement de ces raies croît avec le magnétique dans le même rapport que l'écart des raies

principales B et C, de sorte qu'il peut même arriver que les deux raies A soient plus écartées que les lignes B et C, qui peuvent même être confondues.

Ces faits sont peu compatibles avec un renversement des raies du triplet de Zeeman et donnent à penser que la théorie simple de l'ion, attiré vers un centre fixe par une force proportionnelle à la distance et soumis à un champ magnétique, n'est pas suffisante. Une force qui ferait que l'ellipse trajectoire de l'ion tourne dans son plan autour de son centre expliquerait ces phénomènes.

L'écart $d\lambda$ produit par le champ magnétique sur une radiation λ n'est pas inversement proportionnel à λ^2. Cependant le Mg, le Cd, le Zn donnent des valeurs de $\frac{\lambda^2}{d\lambda}$, identiques pour les raies qui donnent lieu au même phénomène, ainsi que l'indique le tableau suivant :

λ Mg	λ Cd	λ Zn	$\frac{\lambda^2}{d\lambda}$	Caractères
$\lambda = 5183{,}8$	5086	4810,7	18	Triplet diffus.
$\lambda = 5172{,}8$	4800	4722	11,5	Quadruplets.
$\lambda = 5167{,}5$	4678	4680	10	Purs triplets.

Lord KELVIN. — On the Reflexion and Refraction of solitary plane waves at a plane interface between two Isotropie elastic mediums, Fluide, Solide or Ether (Réflexion et Réfraction d'ondes planes solitaires à la surface de séparation de deux milieux élastiques isotropes, Fluide, Solide ou Ether). — P. 179.

Stokes a montré que si, en un point d'un milieu isotrope élastique, il se produit une perturbation, il se propage dans le milieu une perturbation de condensation et une de rotation.

Si une onde plane de rotation I tombe à la surface de séparation de deux milieux élastiques isotropes, on a deux ondes réfléchies I' et J' et deux ondes réfractées I_1 et J_1, l'une de rotation, l'autre de condensation.

On a pour les composantes du déplacement, d'après Green :

$$\varepsilon = bIf(t - ax + by) - bI'f(t - ax - by) + aJ'f(t - ax - cy)$$
$$\eta =$$

Lord Kelvin se propose d'étudier ce qui arrive, si f est une fonction telle qu'elle représente une onde solitaire.

PERREAU.

LLENDAR. — Notes on Platinum Thermometry (Thermomètre à platine). — P. 191.

variation de résistance d'un fil de Pt avec la température per- d'établir une échelle thermométrique en écrivant que les nombres narquent la température sont proportionnels aux variations de tance :

$$\frac{\theta}{100} = \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0};$$

$$\theta = \frac{R - R_0}{R_0 \frac{R_{100} - R_0}{100 R_0}} = \frac{R - R_0}{CR_0}.$$

xpérience montre que jusqu'à 1.200° les fils de Pt donnent *tou-* et *tous* la même indication.

ffère de la température t donnée par le thermomètre normal.

xpérience a montré qu'on pouvait écrire :

$$t - \theta = d\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100},$$

$$t - \theta = d'\left(\frac{\theta}{100} - 1\right)\frac{\theta}{100},$$

$$d' = d(1 - 0{,}077d).$$

re 0° et 100°, on peut même écrire simplement :

$$t - \theta = d\theta.$$

aleur d variable avec les échantillons de fil de Pt est voisine

loit d'ailleurs, pour éviter les extrapolations, déterminer d au des deux températures extrêmes entre lesquelles le thermo- loit servir.

les températures supérieures à 100°, le point d'ébullition du 444°,53 + 0,082h (h = hauteur barométrique en millimètres, 760) convient bien.

du fil de Pt pur, on peut même, avec la valeur de d ainsi , extrapoler jusqu'à 1.000°.

des fils de Pt impur, l'extrapolation donne des erreurs qui

sont d'ailleurs encore bien inférieures à celles que donne un couple thermo-électrique Pt, Pt rhodié.

On peut d'ailleurs supprimer ces erreurs, soit en employant le point de fusion de l'argent $= 960°,7$, comme point de repère pour la détermination de d ; soit, encore mieux, en employant pour d une valeur variable avec la température $d = 1{,}898 - 0{,}000331t$, par exemple pour un échantillon.

Pour les basses températures, on prend comme point de repère la température de l'oxygène bouillant à la pression atmosphérique $-182°{,}5 + 0{,}02h$.

Pour passer de θ à t, une méthode commode et rapide consiste à établir la courbe qui donne $t - \theta$ pour une valeur de $d = 1{,}5$. Pour une valeur de $d = 1{,}5 + \delta$, on n'a plus alors qu'à faire une correction faible :

$$\delta\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100}.$$

Pour un grand nombre de métaux, on trouve le même résultat que pour le platine.

La température τ, définie par la variation de résistance, peut s'écrire :

$$t - \tau = d'\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100};$$

d' peut s'obtenir en comparant le métal au platine ; car on a :

$$\tau - \theta = (d - d')\left(\frac{t}{100} - 1\right)\frac{t}{100}.$$

Cette formule conduit à représenter la résistance par la formule parabolique :

$$R = R_0(1 + at + bt^2).$$

Callendar donne les valeurs de a et de b :

	Pt_1	Pt_2	Pt_3	Or	Pa	Ag
$a \times 10^5$	3600	3779	3967	3774	3698	4008
$b \times 10^6$	$-0{,}99$	$-0{,}99$	$-0{,}82$	$-0{,}04$	$-1{,}58$	$-0{,}08$
t pour $R = 0$	$-257{,}7$	$-248{,}8$	$-240{,}2$	$-264{,}2$	$-248{,}7$	$-248{,}4$

	Cu	Al	Al 99 0/0	Fer	Fer	Ni
$a \times 10^6$	4344	4383	4242	5014	5703	5656
$b \times 10^6$	$-0{,}64$	$-0{,}33$	$-0{,}13$	$+4{,}18$	$+5{,}47$	$+5{,}63$
t pour $R = 0$	$-223{,}2$	$-224{,}5$	$-233{,}7$	$-252{,}2$	$-223{,}7$	$-228{,}5$

	Mg	Zn	Cd	Pb	Th
10^6	3935	4060	4040	4014	3971
20^6	— 1,45	0	+ 1,5	+ 0,86	+ 0,09
ır R = o	— 232	— 246,7	— 275,7	— 244,2	253,6

nombres, ainsi que ceux donnés par Dewar et Fleming pour ficient moyen de variation entre 0 et 50,

	Ag	Cu	Or	Al	Mg	Zn	Fe	Cd	Pa	Pt	Ni	Sn	Tb	Pb
× 10^5	400	428	377	435	381	406	625	419	354	367	622	440	398	411

ınt *que les faits ne concordent pas avec cette croyance très 'ue que la résistance des métaux est proportionnelle à la tempé- absolue.*

oit aussi que la résistance s'annule pour des températures les ıférieures à — 273°, les autres supérieures. Il serait intéres- e voir si la formule vaut jusqu'à la limite, si par exemple stance du Cu s'annule à — 223°,2, température possible à •.

B. ROSA and Arthur-W. SMITH. — A calorimetric Determination of ' Dissipated in Condensers (Mesure calorimétrique de l'énergie dissipée ›s condensateurs). — P. 223.

alorimètre protégé contre le rayonnement par des caisses riques est une caisse en bois de 33 centimètres de long, mètres de large, 30 centimètres de profondeur, recouverte à ur et à l'extérieur d'une paroi en cuivre. A chacune de ces ı et *b* on a soudé un serpentin en tube fin de cuivre, fermé xtrémité et dont l'autre extrémité est réunie à un tube en U ıt de l'huile. On peut ainsi constater si les deux parois restent me température. On peut obtenir ce résultat en faisant n courant dans une bobine placée dans l'intervalle extérieur ır *b*.

hermomètres donnent les températures des différentes s. On maintient la température de l'intérieur du calorimètre e, ainsi que les températures des deux parois *a* et *b*. On n'a pas nir compte de la perte par refroidissement, ni de la capacité ıe du calorimètre.

›nlever la chaleur qui se dégage dans le calorimètre, on ;rois plaques de cuivre noirci portant chacune un serpentin tres de long où circule de l'eau dont on mesure le débit,

ainsi que les températures constantes à l'entrée et à la sortie du calorimètre.

On contrôlait le calorimètre en y plaçant d'abord une bobine traversée par un courant. Les mesures électriques donnaient une puissance dissipée, 12^w,34 ; la mesure calorimétrique, 12^w,37.

On constata ainsi qu'un condensateur soumis à une force électromotrice alternative dissipait de l'énergie sous forme calorifique.

Voici un résultat :

force électromotrice = 868 volts, I = 0,73A,
Puissance dissipée = 13^w,34.

Le condensateur fonctionne donc comme capacité et comme résistance.

Avec des condensateurs où le diélectrique était formé de cire ou de résine, on trouve des pertes croissant avec la température, passant par un maximum vers 40° et diminuant ensuite.

La perte croît aussi avec la fréquence, atteignant presque 10 0/0 pour des fréquences égales à 140.

Avec des condensateurs du commerce en papier paraffiné, la perte était de 1,5 0/0 environ, croissant un peu avec la fréquence.

J.-J. THOMSON. — On the Theory of the Conduction of Electricity through Gases by charged Ions (Théorie de la conduction de l'électricité à travers les gaz par les ions chargés). — P. 253.

Appelant k_1 et k_2, les vitesses des ions + et —, n_1, n_2, leur nombre par centimètre carré, χ la force électrique, i le courant par centimètre carré à travers le gaz, q le nombre d'ions produits dans 1 centimètre cube pendant une seconde, α la vitesse de recombinaison, e la charge d'un ion.

A l'état permanent, on a les égalités :

$$\frac{d\chi}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e;$$
$$k_1 n_1 e\chi + k_2 n_2 e\chi = i;$$
$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 \chi) = q - \alpha n_1 n_2;$$
$$\frac{d}{dx}(k_2 n_2 \chi) = q - \alpha n_1 n_2.$$

En ajoutant plusieurs hypothèses, on détermine χ entre deux plateaux

ondensateur, entre lesquels on maintient un voltage constant, le gaz qui se trouve entre ces plateaux est exposé aux rayons en.

apport de la force électrique vers un plateau à la force électrique ieu, est indépendant de la radiation et du courant qui passe rs le gaz.

$_1$, k_2 sont indépendants de x, on a :

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi c (q - \alpha n_1 n_2) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right);$$

$\alpha n_1 n_2$ est du signe de $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$. Si donc on a construit la courbe (x), on aura ionisation dans les parties où la courbe est du côté des x positifs et recombinaison des ions dans le traire.

am a construit cette courbe pour un tube de Geissler. On a ntres d'ionisation, le plus puissant juste derrière l'espace le la cathode, l'autre près de l'anode, tandis qu'il y a recom- 1 dans la lumière positive.

RLAND. — Cathode, Lenard and Röntgen Rays (Rayons cathodiques de Lenard et de Röntgen). — P. 269.

u d'admettre que l'électricité est charriée par des ions de 1, possédant une quantité d'électricité e et se déplaçant avec sse v, M. Sutherland trouve plus simple de supposer qu'elle se te sans matière sous forme de petites sphères de rayon a, nt une charge d'électricité e. Il donne à ces sphères le nom ns. — La réunion d'un électron + et d'un électron négatif un neutron.

gie électrique et magnétique étant transportée dans l'éther itesse V de la lumière, si l'électron a une vitesse u, il fera le fet qu'une masse $\frac{2\mu e_2}{3a}$ de vitesse u.

ceau cathodique serait formé d'un courant d'ions et d'un l'électrons. Le filtrage à travers une lame métallique munie it les deux courants, ne laissant passer que le courant d'élec- stituant alors le faisceau de rayons Lenard.

En attribuant, en outre, aux électrons une forme et, par suite, une possibilité de se déformer, on est conduit à penser que les rayons Röntgen sont produits par les vibrations internes de ces électrons. Ces vibrations internes produisent des ondes de longueur d'onde très courtes qui se propagent dans l'éther. On a les rayons Röntgen.

MORTON. — On the propagation of damped electrical oscillations along parallel Wires (Propagation d'ondes électriques amorties le long de fils parallèles). — P. 296.

Étude de l'influence de l'amortissement du train d'ondes fourni par l'oscillateur, et de l'isolement des fils sur la propagation des ondes le long de fils parallèles. Méthode générale d'Heaviside.

Lord KELVIN. — Application of Sellmeier dynamical theory to the Dark Lines D_1, D_2 produced by sodium-vapour (Application de la théorie dynamique de Sellmeier aux raies noires produites par la vapeur de sodium). — P. 302.

Chaque molécule des vapeurs de sodium est supposée formée de deux atomes. Si m et m_1 sont les rapports de la somme des masses de l'un ou de l'autre à la masse d'éther non perturbé remplissant le même volume, k et k_1 les périodes de vibration des deux atomes, τ la période de la lumière qui traverse la vapeur, la formule de Sellmeider donne pour l'indice de réfraction de la vapeur de sodium :

$$\mu^2 = 1 + \frac{m\tau^2}{\tau^2 - k^2} + \frac{m_1\tau^2}{\tau^2 - k_1^2}.$$

Les raies noires D_1 et D_2 ayant des périodes k et k_1 égales à 0,589618 et 0,589022 d'un michron (1 michron $= \frac{1}{3}\,10^{-14}$ de seconde, on peut écrire :

$$k = \frac{1}{2}(k + k_1)\left(1 - \frac{1}{2000}\right); \qquad k_1 = \frac{1}{2}(k + k_1)\left(1 + \frac{1}{2000}\right);$$

en posant :

$$\tau = \frac{1}{2}(k + k_1)\left(1 + \frac{x}{1000}\right),$$

on a :

$$\mu^2 = 1 + \frac{1000m}{2x + 1} + \frac{1000m_1}{2x - 1}.$$

On peut d'ailleurs supposer $m = m_1$.

ı peut voir alors la répartition de la lumière pour différentes ırs de m. Lord Kelvin a vu dans les photographies de M. Becel montrant la dispersion produite par un prisme de vapeur de ım une vérification expérimentale de la théorie. Dans ce cas, 0,0002.

RAYLEIGH. — On the Cooling of air by radiation and conduction and the propagation of sound (Refroidissement de l'air par rayonnement et luctibilité et propagation du son). — P. 308.

loi de propagation du son est :

$$u = e^{-(m+m')x} \cos\left(nt - \frac{x}{a}\right),$$

au rayonnement, m' à la conductibilité et à la viscosité.
a :

$$m + m' = 0{,}14 \frac{q}{a} + 0{,}12 \frac{n^2}{a^3};$$

st loi de refroidissement par rayonnement;

fréquence du son; $a =$ vitesse du son.

calcul montre que le refroidissement par rayonnement ne peut la plus grande influence, et des expériences faites avec l'appa- Clément et Desormes montrent que la loi d'échauffement de la de gaz est plutôt expliquée par un échauffement par conducti-

LDT. — Properties of Liquid mixtures. — Part. III. Partially Miscible ls (Propriétés de mélanges de liquides. — Part. III. Liquides partiellement bles). — P. 284.

s cette étude on a mesuré la force élastique maxima de la d'un mélange de liquide et de phénol par la méthode dyna- statique, avec l'appareil de Beckmann, avec un baromètre ıtiel, dont les deux branches communiquaient avec deux réci- l'un contenant de l'eau pure, l'autre le mélange.

PERREAU.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

The physical Review;

T. VIII, nº XLII; mars 1899.

J.-G. Mac Gregor. — *Sur l'application de la théorie de la dissociation à l'électrolyse de solutions aqueuses contenant deux électrolytes avec un ion commun*, p. 129.

Joseph-O. Thompson. — *Sur le période et le décrément logarithmique d'un fil vibrant d'une manière continue*, p. 141.

H.-J. Hotchkiss. — *Appareil portatif pour photographier les courbes de deux courants variables simultanément*, p. 152.

John Zeleny. — *Courants de convection et chute de potentiel aux électrodes dans la conductibilité produite par les rayons de Röntgen*, p. 161.

John-C. Shedd. — *Modèle mécanique de la machine de Carnot*, p. 174.

Frank-G. Baum. — *Méthode générale de détermination de la meilleure lecture d'un instrument pour avoir la moindre erreur dans la mesure d'une quantité donnée*, p. 181.

Edward-L. Nichols. — *Note sur le coefficient de dilatation de la glace*, p. 184.

T. VIII, nº XLIII; avril 1899.

Charles Waidner et Francis Mallory. — *Comparaison de thermomètres*, p. 193.

Barry Mac Nutt. — *Force électromotrice de polarisation de piles électrolytiques pour de très petites densités de courant*, p. 237.

Carl Kinsley. — *Méthode de mesure de la fréquence de courants alternatifs*, p. 224.

Léopold Kaun. — *Phénomène de radiation de peintures lumineuses* (Bolmain paint), p. 252.

SCIENTIA

LA

THÉORIE DE MAXWELL

ET LES

OSCILLATIONS HERTZIENNES

PAR

H. POINCARE

Paris. — Georges CARRÉ et NAUD, 1899. — 1 vol. in-8°.

MATTER ENERGY

FORCE AND WORK

BY HOLMAN

London. — The MACMILLAN Company, 1899. — 1 vol. in-8°.

DIE

PHYSIKALISCHEN ERSCHEINUNGEN

UND KRÄFTE

IHRE ERKENNTNIS UND VERWERTUNG IM PRAKTISCHEN LEBEN

VON

PROFESSOR Dr LEO GRUNMACH

Leipzig. — Otto SPAMER, 1899. — 1 vol. in-8°.

HANDBUCH

DER

TELEPHONIE

NACH DEM MANUSCRIPT

DES

Dr VICTOR WIETLISBACH

WEILAND TECHNISCHER DIRECTOR DES SCHWEIZER TELEPHONWESENS IN BERN

BEARBEITET

VON

Dr ROBERT WEBER

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER AKADEMIE IN NEUCHATEL

72 Abbildungen. — A. HARTLEBEN'S VERLAG IN WIEN 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

JUIN 1899.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — JUILLET 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de **M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, nº 11,** à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. **15 fr.**

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays .... 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

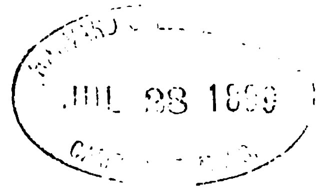
Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ESSAI SUR UNE FORME NOUVELLE DE LA RELATION $f(pvt) = 0$, RELATIVE AUX FLUIDES;

Par M. E.-H. AMAGAT.



I

I. J'ai montré (¹) que si dans la relation

$$(1) \qquad (p + \mathfrak{P})(v - a) = RT,$$

on adopte, comme expression de la pression intérieure $\mathfrak{P}$, la fonction $T\frac{dp}{dt} - p$, que je désignerai par π, on arrive à représenter avec une exactitude remarquable l'ensemble des données relatives à l'hydrogène jusque vers 3000 atmosphères entre 0° et 200°. Le covolume a devient alors une fonction du volume à laquelle j'ai donné la forme $[\alpha - B(v - \alpha)^n]$. Mais la région connue du réseau de l'hydrogène, très éloignée du point critique et, par suite, peu compliquée, est relativement facile à représenter ; des essais analogues tentés avec le réseau de l'acide carbonique ne m'ont pas conduit à d'aussi bons résultats.

Il est bien évident que la forme et le sens du terme $\mathfrak{P}$ dépendent de la forme adoptée pour la fonction (1) ; rien ne prouve avec certitude que la fonction π, expression rationnelle de la pression intérieure, puisque πdv représente le travail intérieur, soit celle qui convienne le mieux à la forme de la fonction $f(pvt) = 0$ adoptée ci-dessus ; on peut aussi concevoir des formes différentes dans lesquelles entreraient, non la fonction π, mais une autre fonction ayant avec celle-ci des rapports dépendant de la forme adoptée.

Si, par exemple, dans la relation (1) nous substituons à $\mathfrak{P}$, non la fonction π, mais la suivante que je désignerai par π' et à laquelle on a aussi donné le nom de *pression intérieure* :

$$\pi' = \frac{W}{3v} = \frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v},$$

(W étant le viriel des forces intérieures), il est facile de montrer que le covolume disparaît de la parenthèse $(v - a)$ et qu'on obtient

(¹) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. III, p. 307; 1894.

la relation :

$$(2) \qquad \left(p + \frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}\right) v = \mathrm{RT},$$

ce qu'on aurait pu, du reste, écrire immédiatement, en partant de la relation connue [1] :

$$\mathrm{KT} = \frac{3}{2}\left[p + \frac{\Sigma r\varphi(r)}{3v}\right] v,$$

laquelle aurait pu être mise de suite sous la forme (2), puisque R et K sont des constantes.

Il était naturel de chercher si cette fonction ne se prêterait pas assez facilement à la représentation des résultats expérimentaux, puisque tout l'effort devait porter sur la détermination de la seule fonction π'; c'est ce que j'ai fait en suivant la marche que je vais rapidement exposer.

II. Je rappellerai que la fonction π', de même que π, pour une température donnée, croît d'abord avec la pression, passe par un maximum, diminue, s'annule et prend des valeurs négatives rapidement croissantes [2].

D'autre part, le Tableau des valeurs de π' montre que, pour un volume constant donné, cette fonction diminue quand la température augmente et qu'on a sensiblement $\frac{d\pi'}{dt} = -c$, c dépendant du volume seul. Pour satisfaire à l'ensemble de ces conditions, on est conduit à essayer de représenter π' par une fonction de la forme $\frac{v - \varphi(v)\mathrm{T}}{\psi(v)}$, soit, pour abréger, $\frac{v - \mathrm{XT}}{\psi(v)}$, dans laquelle $\psi(v)$ sera d'un degré en v supérieur à celui du numérateur, et T la température absolue.

Par suite, si π'_1 et π'_2 sont les valeurs de π', relatives aux températures T_1 et T_2, sous le volume constant v, on calculera X par la relation

$$\frac{v - \mathrm{XT}_1}{v - \mathrm{XT}_2} = \frac{\pi'_1}{\pi'_2}.$$

Ayant obtenu ainsi les valeurs de X pour un grand nombre de

---

(1) Voir Sarrau, *Introduction à la théorie des explosifs*, p. 78, et ma note aux *C. R. de l'Académie des Sciences*, du 4 mars 1895.

(2) Voir ma note du 4 mars 1895.

volumes, on aura les éléments nécessaires pour déterminer la forme de $\varphi(v)$.

Un graphique, obtenu en portant v en abscisses et $\varphi(v)$ ou X en ordonnées, montre que la courbe $X = \varphi(v)$ correspond à une branche d'hyperbole ayant une asymptote normale à l'axe des v et dont l'équation est :

$$X = a + m(v - b) + \frac{c}{v - b}.$$

Le coefficient angulaire de l'asymptote oblique, qui est nettement indiqué par le graphique donne m ; l'abscisse de l'asymptote normale à l'axe des v donne b ; on calculera l'ordonnée du centre a et le terme c tant en s'aidant du graphique qu'au moyen de données expérimentales correspondant à des points convenablement choisis.

La détermination de $\psi(v)$ a présenté plus de difficultés ; tout naturellement j'ai d'abord essayé la forme v^m : si π'_1 et π'_2 sont les valeurs de π' pour deux volumes v_1 et v_2 à la même température, on pourra écrire :

$$\frac{\pi'_1}{\pi'_2} = \frac{v_1 - X_1T}{v_2 - X_2T} \times \frac{v_2^m}{v_1^m};$$

de là on tirera m en fonction de quantités connues ; or un calcul analogue effectué en groupant deux par deux un grand nombre de volumes, donne pour m des valeurs peu différentes, toutes un peu inférieures à 3 et dont la moyenne est 2,85 ; malgré le peu de divergence des valeurs de m, il m'a été impossible de satisfaire à l'ensemble du réseau avec le seul terme v^m ; j'ai alors calculé pour chaque volume la valeur d'une fonction complémentaire $f(v)$, telle que $kv^{2,85} + f(v)$ satisfasse aux données expérimentales ; j'ai suivi dans cette détermination une marche analogue à celle indiquée plus haut pour la détermination de $\varphi(v)$, et j'ai été ainsi conduit, assez péniblement du reste, à l'équation d'une branche d'hyperbole :

$$f(v) = -\alpha + n\sqrt{(v - \beta)^2 + d^2}.$$

n a été assez facilement déterminé par la direction de l'une des asymptotes, mais l'ordonnée du centre $-\beta$ et l'axe non transverse d ont exigé des tâtonnements de calcul assez pénibles et sur lesquels il serait trop long d'insister. En résumé, j'arrive à la formule suivante :

$$\left\{ p + \frac{v - \left[a + m(v - b) + \frac{c}{v - b}\right]T}{kv^{2,85} - \alpha + n\sqrt{(v - \beta)^2 + d^2}} \right\} v = RT.$$

ACIDE CARBONIQUE (*pressions en atmosphères*).

Volumes	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°	137°	196°	258°
	atm.													
1,00000..	0,996 / **1,000**	1,033 / **1,037**	1,070 / **1,073**	1,108 / **1,111**	1,145 / **1,148**	1,182 / **1,185**	1,219 / **1,221**	1,253 / **1,258**	1,294 / **1,295**	1,330 / **1,332**	1,368 / **1,369**	1,506 / **1,506**	1,734 / **1,733**	1,957 / **1,954**
0,02385..	30,8 / **31,0**	34,7 / **33,0**	34,7 / **35,0**	36,6 / **37,0**	38,6 / 39,0	40,5 / **40,9**	42,4 / **42,8**	44,4 / **44,7**	46,3 / **46,6**	48,3 / **48,5**	50,3 / **50,5**	57,4 / **57,0**	69,3 / **68,0**	80,6 / **78,5**
0,01636..	»	41,9 / **41,8**	45,0 / 45,1	48,0 / **48,0**	51,1 / **51,1**	54,1 / **54,5**	57,2 / **57,6**	60,2 / **60,6**	63,2 / **63,5**	66,3 / **66,5**	69,3 / **69,5**	80,6 / **80,0**	99,1 / **97,0**	117,4 / **112,0**
0,01300..	»	»	51,3 / **51,1**	53,4 / **55,5**	59,4 / **59,7**	63,5 / **63,8**	67,5 / **67,8**	71,5 / **71,8**	75,6 / **75,7**	79,6 / **79,6**	83,6 / **83,6**	98,9 / **97,5**	122,4 / **120,0**	147,5 / **140,0**
0,01000..	»	»	»	63,2 / **62,8**	68,8 / **68,6**	74,5 / **74,5**	80,1 / **80,2**	85,7 / **85,8**	91,3 / **91,3**	96,9 / **96,7**	102,5 / **102,3**	123,2 / **121,5**	157,4 / **153,5**	191,1 / **181,0**
0,00768..	»	»	»	»	77,2 / **76,6**	85,2 / **84,8**	93,1 / **92,8**	100,5 / **100,6**	108,4 / **108,2**	116,3 / **116,0**	124,7 / **123,8**	153,9 / **151,0**	202,0 / **195,0**	249,6 / **234,5**
0,00578..	»	»	»	»	83,4 / **83,1**	94,9 / **94,7**	106,4 / **106,2**	118,0 / **117,5**	129,5 / **128,8**	141,1 / **140,2**	152,6 / **151,3**	195,5 / **191,0**	265,5 / **257,0**	334,3 / **316,0**
0,00428..	»	»	»	»	87,0 / **87,8**	104,6 / **104,8**	122,2 / **121,9**	139,9 / **138,9**	157,5 / **156,3**	175,1 / **173,5**	192,8 / **191,1**	258,1 / **252,5**	365,7 / **356,0**	471,5 / **449,5**
0,00316..	»	»	»	»	98,6 / **98,0**	127,3 / **125,3**	156,1 / **153,8**	184,8 / **183,2**	213,5 / **211,5**	242,3 / **240,5**	271,0 / **271,0**	377,5 / **376,0**	552,5 / **554,5**	»
0;00250..	»	»	65,2 / **64,4**	111,4 / **109,0**	157,6 / **155,0**	203,9 / **201,0**	250,1 / **250,5**	296,3 / **298,0**	342,6 / **346,0**	388,8 / **394,5**	434,9 / **443,5**	605,8 / **619,0**	887,8 / **909,0**	»
0,00200..	125,3 / **122,5**	211,8 / **209,0**	298,3 / **300,0**	384,7 / **384,0**	471,2 / **470,0**	557,7 / **560,0**	644,1 / **651,0**	730,6 / **745,0**	817,1 / **832,0**	903,5 / **918,0**	990,0 / **998,0**	»	»	»
0,00187..	304,0 / **307,5**	411,4 / **404,0**	518,7 / **520,0**	626,1 / **627,5**	733,4 / **750,0**	840,8 / **856,5**	»	»	»	»	»	»	»	»
0,00178..	518,8 / **510,0**	643,4 / **638,0**	768,1 / **776,0**	892,8 / **900,0**	1017 / **1000**	»	»	»	»	»	»	»	»	»
0,001716..	732,0 / [illegible]	870,0 / [illegible]	1008 / **1000**	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»

Les valeurs des constantes sont les suivantes :

$a = 0{,}0000014566$,	$R = 0{,}00368$,	$\alpha = 0{,}000000198$,
$b = 0{,}000947$,	$k = 44{,}6$	$\beta = 0{,}0018425$,
$c = 0{,}0000000028832$,		$d = 0{,}0802679$,
$m = 0{,}0018$,		$n = 0{,}0006$.

Il est facile de voir que le covolume, qui tout d'abord avait paru éliminé de la formule, reparaît dans la fonction $\varphi(v)$: le terme $\frac{c}{v-b}$ tend vers ∞ et, par suite, π' vers $-\infty$ quand v tend vers b ; pour des valeurs de v inférieures à b, π' prend des valeurs positives d'abord infiniment grandes et totalement dépourvues de sens, b joue donc ici le rôle du covolume.

III. Le tableau qui précède est relatif à la masse d'acide carbonique qui occupe un volume égal à l'unité à zéro sous la pression normale ; il donne aux diverses températures les pressions nécessaires pour maintenir la masse de gaz en question sous les volumes inscrits à la première colonne verticale ; on a inscrit l'une au-dessous de l'autre les pressions expérimentales fournies par mon réseau et celles calculées par la formule, ces dernières étant au dessus et en caractères différents.

On voit que la concordance de l'ensemble est très satisfaisante, surtout si l'on tient compte de la difficulté de la question dans des limites de température et surtout de pression aussi étendues ; les divergences les plus fortes sont relatives à la plus haute température ; il faut se rappeler que c'est avec beaucoup de peine que j'ai pu obtenir le tronçon d'isotherme à 258°, qui s'arrête vers 430 atmosphères.

II

I. La forme compliquée de la fonction à laquelle je viens d'arriver ne paraît pas devoir se prêter facilement, par l'emploi d'une méthode analogue à celle suivie par Clausius, au calcul des données relatives à la saturation ; on peut cependant se rendre compte, dans une certaine mesure, du degré d'approximation avec laquelle elle satisfait, dans ces conditions, aux données expérimentales.

Admettons, pour un instant, qu'on possède les valeurs rigoureusement exactes des volumes de vapeur et de liquide à saturation ; si l'on substitue à v dans la formule l'une ou l'autre de ces valeurs relatives à une température donnée, le calcul devra conduire à deux

valeurs de p égales entre elles et à la tension maxima correspondante. Il faut bien remarquer la difficulté de l'épreuve ainsi tentée ; le désaccord pourra provenir non seulement de l'insuffisance de la formule, mais encore de ce fait que, précisément à cause de cette insuffisance, les valeurs numériques des volumes pourront ne pas être strictement celles qui correspondent à l'état de saturation défini par cette même formule et à la température choisie ; il est facile de voir, d'après la forme des courbes, notamment celle des densités, que les divergences résultant de cette double cause d'erreur peuvent atteindre, quand on s'approche du point critique, des valeurs de beaucoup supérieures à celles qui correspondraient à la courbe de saturation réellement contenue dans la formule, mais dont le calcul, par suite de la complication de celle-ci, serait extrêmement pénible.

Le tableau suivant, qui se comprend sans explication, montre que les écarts entre les pressions calculées et observées sont parfaitement tolérables, si l'on tient compte des difficultés signalées plus haut. Les divergences les plus fortes portent sur les pressions déduites des volumes de liquide ; mais les tensions expérimentales sont généralement comprises entre les pressions calculées et très peu différentes de leurs moyennes.

ACIDE CARBONIQUE (*courbe de saturation*).

T		Volumes	π	Tensions calculées	Moyenne	Tensions expérimentales
			atm.	atm.	atm.	atm.
0°	vapeur ...	0,020593	14,8	34,0	»	**34,3**
	liquide ...	0,002163	438,9	»		
5°	vapeur ...	0,017342	19,8	39,2	38,3	**39,0**
	liquide ...	0,002226	422,8	37,4		
10°	vapeur ...	0,014865	25,8	44,3	44,75	**44,2**
	liquide ...	0,002310	405,6	45,2		
15°	vapeur ...	0,012513	34,5	50,2	50,35	**50,0**
	liquide ...	0,002429	385,6	50,7		
20°	vapeur ...	0,010405	46,85	56,7	56,75	**56,3**
	liquide ...	0,002581	360,95	56,8		
25°	vapeur ...	0,008238	68,8	64,3	63,15	**63,3**
	liquide ...	0,002812	327,4	62,6		
30°	vapeur ...	0,005919	115,85	72,0	70,25	**70,7**
	liquide ...	0,003306	268,8	68,5		
31°	vapeur ...	0,0050433	149,1	72,7	71,35	**72,3**
	liquide ...	0,0036884	233,4	70,0		
31°,25	vapeur ...	0,004685	166,5	72,5	71,75	**72,8**
	liquide ...	0,003978	210,5	71,0		
31°,35	vapeur ...	0,004261	191,1	71,9	71,9	**72,9**
	liquide ...	0,004261	191,1	71,9		

ensemble des écarts se voit de suite sur la *fig.* ci-contre : à la

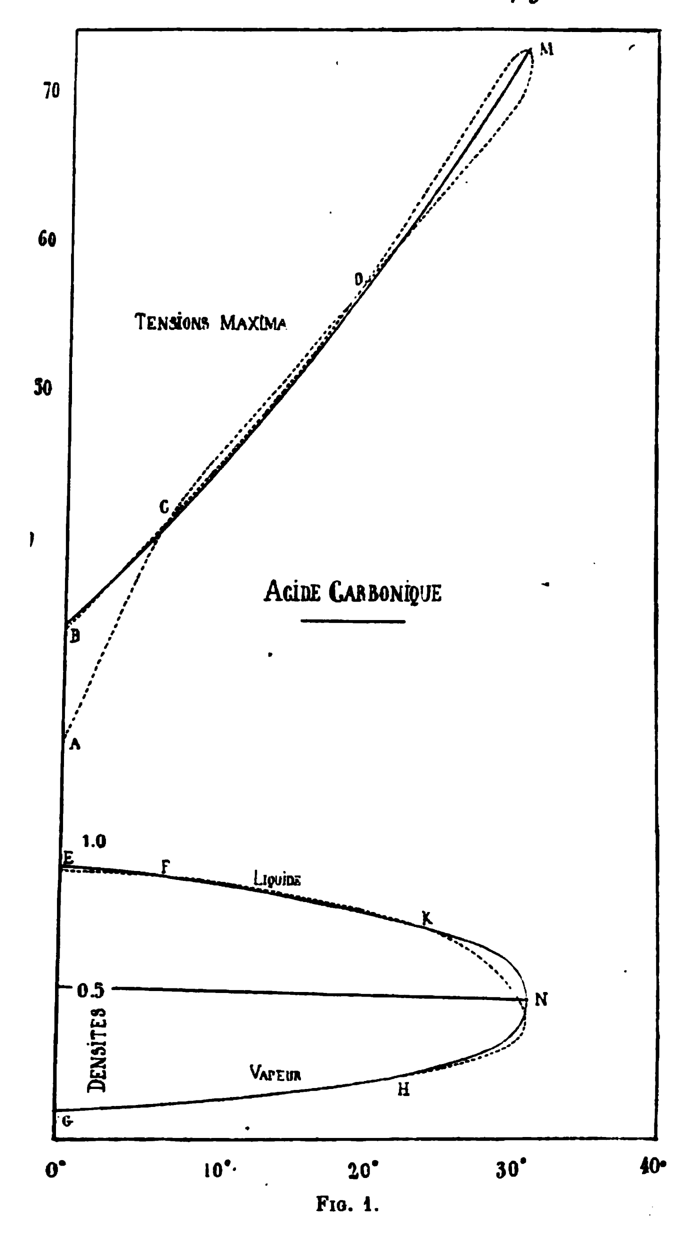


Fig. 1.

supérieure, la courbe des tensions maxima $p = f(t)$ est repré-

sentée en trait plein; l'ensemble des deux courbes calculées est tracé en trait ponctué; celles-ci se raccordent vers le point critique en M, après s'être coupées deux fois en C et D sensiblement sur la courbe expérimentale. De B en C, la courbe calculée avec les volumes de vapeur coïncide presque avec la courbe expérimentale; de C en A les divergences considérables que présente la courbe provenant des volumes de liquide ne correspondent, en réalité, qu'à de faibles différences pour les densités correspondantes; c'est ce que montrent bien les courbes expérimentale (trait plein) et calculée des densités de liquide et de vapeur reproduites à la partie inférieure de la figure; les petites différences qu'on voit de E en F entraînent, dans le calcul des pressions correspondantes, les écarts considérables qu'on voit de A en C; or ces petites différences sont presque de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales possibles, et encore dois-je ajouter que la dernière détermination expérimentale (ainsi que cela est indiqué sur la courbe de ma Note du 16 mai 1892) correspond à près de 2°; la courbe a été prolongée, d'après son allure, jusqu'à zéro.

On voit, en résumé, que les courbes de densité à saturation coïncident presque jusqu'en K, H, et que la déformation de la courbe calculée, entre KH et le point critique N, s'explique aisément après les remarques faites plus haut.

Je dois encore rappeler que la forme $[v - \varphi(v)\,T]$ du numérateur de π' a été établie en partant de ce fait que, pour un volume constant donné, la valeur de $\frac{d\pi'}{dt}$ est sensiblement constante. En réalité, pour qu'il en soit rigoureusement ainsi, il faudrait que le coefficient de pression $\frac{dp}{dt}$ soit lui-même rigoureusement fonction du volume seul; en effet, de la valeur de π', soit $\frac{p_0v_0}{v} - p$, on tire à volume constant

$$\frac{d\pi'}{dt} = \frac{1}{v}\frac{d(p_0v_0)}{dt} - \frac{dp}{dt};$$

comme $\frac{d(p_0v_0)}{dt}$ est constant (le gaz devant être considéré comme parfait pour l'ordonnée initiale p_0v_0) $\frac{d\pi'}{dt}$ ne sera fonction du volume seul que si le coefficient de pression est dans le même cas. Or, ainsi

que je l'ai fait remarquer depuis longtemps, les recherches faites jusqu'ici ne permettent pas d'affirmer qu'il en soit rigoureusement ainsi; j'inclinerais à considérer le fait comme une loi limite dont les variations toujours très petites sont encore mal connues. Si donc ces variations, quoique très petites, existent, le numérateur de π' serait de la forme $[(v - \varphi(vt)T]$; la complication ainsi introduite serait peut-être compensée par une simplification du dénominateur; si l'on considère en effet que, dans le terme v^m, m varie très peu et que sa valeur moyenne est très voisine de 3, on ne peut s'empêcher de se demander si les légères modifications du numérateur dont je viens de parler ne réduiraient pas le dénominateur au seul terme kv^3.

Enfin je dois faire remarquer encore que l'asymptote correspondant aux petits volumes, de l'hyperbole du dénominateur de π', n'a pu être déterminée avec précision, faute de données expérimentales relatives à des pressions suffisamment élevées; il peut se faire que les deux asymptotes ne doivent pas avoir la même inclinaison sur l'axe des volumes, ainsi que cela résulte actuellement de l'équation de l'hyperbole; dans tous les cas, il faudrait se garder d'interpoler au-delà des limites des plus petits volumes compris dans mes tableaux.

II. La valeur du terme R (0,00368) est légèrement supérieure à l'inverse de la température absolue à zéro (0,003663) considérée quelquefois comme valeur commune de ce terme pour les différents gaz; il ne saurait en être autrement avec la forme de fonction adoptée ici; cette fonction donne en effet à zéro, pour $p = 1$ et $v = 1$,

$$1 + \pi' = RT = R \times 273.$$

Or, dans ces conditions, la valeur donnée ci-dessus de π' se réduit à $(p_0v_0 - 1)$, quantité évidemment positive pour tous les gaz étudiés, sauf l'hydrogène; par suite, R est supérieur à l'inverse de 273; pour que R soit égal à 273, il faudrait rapporter la formule à la masse de gaz telle que pv, sous une pression extrêmement faible (soit, pour l'ordonnée initiale p_0v_0), soit égale à l'unité; dans ces conditions, en effet, π' pourrait être considéré comme nul, et l'on aurait :

$$p_0v_0 = 1 = RT = R \times 273.$$

Si donc on prolonge l'isotherme à zéro du réseau actuel jusqu'à l'axe des pv, et si $1 + \epsilon$ est l'ordonnée p_0v_0 ainsi obtenue, la masse de gaz pour laquelle cette ordonnée initiale aurait pour valeur l'unité

serait évidemment égale à celle à laquelle se rapporte actuellement le réseau, divisée par $1 + \varepsilon$.

C'est aux masses déterminées ainsi pour les différents gaz qu'il serait rationnel de rapporter les réseaux et les formules qui les représentent, car ce sont celles qui, à zéro et sous une même pression extrêmement faible, c'est-à-dire dans les conditions où les gaz peuvent être considérés comme parfaits, occuperaient le même volume; ce sont donc ces mêmes masses qu'il conviendrait de faire intervenir dans les théories relatives aux équivalents en volume, à la loi d'Avogadro-Ampère et aux diverses questions qui s'y rattachent; les résultats auxquels on arriverait ainsi reviendraient, au fond, théoriquement à ceux qui ont été calculés l'année dernière par M. D. Berthelot.

Il faudrait, pour arriver à de bons résultats, poursuivre l'étude expérimentale des isothermes jusque sous des pressions suffisamment faibles, tout en restant dans les limites où les erreurs relatives que comporte leur mesure ne commencent pas à devenir notables; on éviterait ainsi l'incertitude que présentent forcément soit l'extrapolation, soit le prolongement graphique des courbes à partir de points trop éloignés de l'ordonnée initiale.

PRODUCTION DE FORCES ÉLECTROMOTRICES PAR LE DÉPLACEMENT DANS LE SEIN D'UN LIQUIDE SOUMIS A L'ACTION MAGNÉTIQUE DE MASSES DE CONDUCTIVITÉS DIFFÉRENTES ;

Par M. R. BLONDLOT.

Une cuve en verre, ayant la forme d'un parallélépipède rectangle, a une largeur OX égale à $0^m,18$, une épaisseur OY égale à $0^m,03$, et une hauteur OZ égale à $0^m,23$. On a d'abord versé au fond de cette cuve, jusqu'à une hauteur de $0^m,03$ environ, une solution concentrée de sulfate de zinc, puis on a achevé de la remplir avec une solution très diluée du même sel, en empêchant autant que possible le mélange des deux solutions. Dans chacune des deux faces de la cuve qui sont normales à OX, est percée une ouverture, élevée de $0^m,04$ au-dessus du fond, et dans laquelle est mastiqué un tube de verre recourbé vers le bas et fermé par un diaphragme de papier-parchemin; ces deux tubes se remplissent de liquide en même temps que la

cuve; chacun d'eux plonge dans un verre où plonge aussi une électrode de zinc amalgamé; les deux verres contiennent une même solution de sulfate de zinc, et les deux électrodes sont reliées aux bornes d'un électromètre capillaire.

La cuve est installée dans le champ d'un électro-aimant de façon que les lignes de force les traversent suivant la direction OY, c'est-à-dire normalement à son épaisseur; les pièces polaires de l'électro-aimant sont formées de deux larges plateaux, de sorte que le champ est sensiblement uniforme.

L'appareil ainsi disposé, les deux électrodes sont au même potentiel, ce qui résulte de la symétrie du système. Maintenant, à l'aide d'une mince lame d'ébonite fixée comme la barre d'un T à un manche de même substance, agitons le contenu de la cuve de manière à mélanger les deux solutions de concentrations différentes, sans que toutefois l'agitation atteigne la surface libre du liquide; aussitôt une déviation de l'électromètre se produit, indiquant qu'une différence de potentiel a pris naissance entre les électrodes; si l'on suspend l'acte du mélange, la déviation disparaît, puis elle reparaît si l'on fait de nouveau fonctionner l'agitateur. La déviation change de sens si l'on renverse le champ magnétique, et s'annule en même temps que lui. Le sens de la différence de potentiel est donné par la règle suivante : un personnage étant couché dans la cuve, sur le flanc droit, et le visage tourné vers le pôle austral de l'aimant, l'électrode positive est du côté de sa tête. J'ai vérifié que l'agitation ne produit plus aucune déviation une fois que, le mélange étant achevé, le contenu de la cuve est devenu homogène.

Faisons maintenant l'analyse du phénomène :

A l'aide de plans parallèles aux faces de la cuve, divisons l'espace contenu dans celle-ci en parallélépipèdes infiniment petits dx, dy, dz, égaux entre eux. Considérons une section quelconque du liquide par un plan horizontal; soit $dxdy$ un élément quelconque de cette section, et soit v la composante verticale estimée de bas en haut de la vitesse du liquide en un point de cet élément. Comme, malgré l'agitation, le liquide occupe toujours la même portion de l'espace, le volume total de liquide qui traverse la section de bas en haut est nul, et l'on a constamment :

$$\int\int v dxdy = 0.$$

Toutefois, $\int \upsilon dx$ ne sera pas nul en général, mais aura des valeurs positives pour certaines valeurs de y, des valeurs négatives pour d'autres, de telle sorte que la somme $\int dy \int \upsilon dx$ soit nulle.

Considérons maintenant une couche de liquide comprise entre deux sections horizontales distantes de dz. Soit $dxdydz$ l'un des éléments de volume de cette couche ; d'après les lois de l'induction, la composante parallèle à OX du flux d'électricité produit dans cet élément par l'induction seule, indépendamment de toute action électrostatique, est, en désignant par H l'intensité du champ magnétique estimée suivant OY, égale au quotient de $H\upsilon dz$ par la résistance de l'élément.

Cette résistance est, en désignant par λ la conductivité du liquide, $\frac{dx}{\lambda dydz}$, et, par suite, la composante du flux peut s'écrire $H\frac{dz}{dx}\lambda\upsilon dxdy$. Je vais montrer que la somme des quantités analogues, étendue à tous les éléments de la couche, a le même signe que H. Comme dx et dz sont constants et positifs, il suffit de montrer que l'intégrale $\int\int \lambda\upsilon dxdy$ étendue à toute la section a une valeur positive; pour cela, remarquons d'abord que, puisque l'agitation a pour résultat de rendre le liquide plus homogène, il s'ensuit que les portions qui montent sont, *en moyenne*, plus concentrées que celles qui descendent, et que, par suite, pour les éléments où υ est positif, λ est, en moyenne, plus grand que pour ceux où υ est négatif.

Maintenant, pour passer de l'intégrale $\int\int \upsilon\, dxdy$ à celle dont nous nous occupons actuellement, il faudra en multiplier les différents éléments par les valeurs correspondantes de λ ; les éléments positifs seront ainsi multipliés par des facteurs plus grands, *en moyenne*, que ceux par lesquels seront multipliés les éléments négatifs, et, par suite, le total, qui était nul, deviendra positif.

Il s'ensuit que la somme qui, étendue au volume total de la cuve, représente le flux total d'électricité produit par l'induction exclusivement, à travers tout le liquide, parallèlement à OX, a une valeur positive si H est positif ; en d'autres termes, l'induction tend à produire un déplacement d'électricité positive vers les X positifs, et

d'électricité négative dans le sens opposé. Au début de l'agitation du liquide, ces déplacements ont lieu sans obstacle ; puis l'accumulation des charges qui en résulte donne naissance à des forces électriques, opposées aux forces électromotrices d'induction, et qui en diminuent les effets dans le sein du liquide. Ces mêmes charges, d'autre part, élèvent le potentiel vers l'une des électrodes et le diminuent vers l'autre. Telle est la cause des déviations observées à l'électromètre.

Le phénomène obéit à une loi analogue à la loi de Lenz ; il est en effet aisé de voir que, si l'on réunit les électrodes par un fil conducteur, le courant qui prend naissance par l'agitation, ayant une densité plus grande dans les portions les plus conductrices du liquide, l'action électromagnétique qui en résulte s'oppose au mélange.

Le phénomène décrit précédemment doit certainement se produire dans le sein de la mer et, en particulier, en aval de l'embouchure des fleuves, par le mélange d'eaux de salures différentes dans le champ magnétique terrestre ; on peut même penser qu'il acquiert, dans ces conditions, une intensité notable, en raison de l'étendue considérable du milieu qui en est le siège.

Si, au lieu de mélanger artificiellement les deux liquides, on les laissait se diffuser spontanément l'un dans l'autre dans le champ magnétique, obtiendrait-on encore des forces électromotrices transversales ? Cela peut paraître probable, bien que la théorie exposée plus haut ne puisse être appliquée en toute rigueur à ce cas, puisqu'il n'est pas certain que la diffusion soit assimilable à une sorte de limite du mélange. Le phénomène serait probablement trop petit pour être observable.

Voici maintenant une expérience, différant par la forme de celle qui a été décrite en premier lieu, mais analogue au fond. Une cuve en bois, pareille à la cuve en verre de la première expérience, contient du mercure. Chacune des deux faces de la cuve, qui sont normales à OX, est percée d'un trou, élevé de 4 centimètres au-dessus du fond, et dans lequel est mastiqué un fil de cuivre qui est en contact avec le mercure ; ces deux fils de cuivre sont reliés aux bornes d'un électromètre capillaire. La cuve est installée dans le champ d'un électro-aimant, de la même manière que dans la première expérience. D'autre part, une barre de cuivre rouge a été fixée par son milieu à l'extrémité d'une tige isolante, comme la barre d'un T. A l'aide de ce manche isolant, on plonge la barre de cuivre dans le mercure de la cuve, puis on la fait alternativement monter et descendre dans le

sein du mercure, en la maintenant horizontale ; à chaque mouvement, on constate une forte déviation de l'électromètre, dont le sens indique que le flux d'électricité produit par l'induction est plus grand à travers le cuivre qu'à travers le mercure. Même résultat en faisant monter ou descendre, de conserve dans le mercure, des masses de cuivre de forme quelconque, séparées les unes des autres. Ces expériences s'expliquent évidemment, conformément à la théorie exposée plus haut, par la grande conductibilité du cuivre par rapport au mercure.

SUR LA DÉCOMPOSITION D'UN COURANT A HAUT POTENTIEL EN UNE SÉRIE DE DÉCHARGES DISRUPTIVES ;

Par M. H. ABRAHAM.

1. Chacun sait que, si l'on envoie dans un circuit, en suite rythmée, les décharges successives d'un condensateur, on obtient dans ce circuit un courant, en quelque sorte permanent. Inversement, Gaugain, par exemple, a montré que la décharge d'une bouteille de Leyde peut être fractionnée en une série de décharges disruptives rythmées. Dans ce dernier cas on peut dire, aussi, que le *courant* de décharge de la bouteille de Leyde a été *décomposé* en une série de décharges disruptives. Un tel phénomène peut-il se présenter avec les courants à haut voltage fournis par les appareils d'induction ? On sait que Hagenbach et Zehnder ont tenté d'expliquer de cette manière les effets particuliers de l'*étincelle efficace* de Hertz. Je me propose de montrer ici que le courant alternatif fourni par un transformateur à haut voltage peut être, en effet, très régulièrement décomposé en une succession de décharges disruptives.

Donnons-nous, donc, un transformateur à haut voltage, actionné par un courant alternatif. Mettons les armatures d'un condensateur en connexion avec les pôles du transformateur. Plaçons, enfin, un *déflagrateur* en dérivation, c'est-à-dire de façon que ses deux électrodes communiquent respectivement avec les deux armatures du condensateur.

Nous devrons, en outre, pouvoir injecter un courant d'air dans le déflagrateur.

Mais examinons, d'abord, ce qui se passe si l'on opère sans soufflage.

2. En fournissant au transformateur un courant suffisant, on établit une véritable *flamme* dans le déflagrateur. Le courant induit passe alors dans une sorte de conducteur souple, constitué par de l'air chaud, dont la haute température est maintenue par l'effet Joule ordinaire. L'éclat de cette *flamme* suit les variations d'intensité du courant. Au miroir tournant, on la voit s'éteindre presque complètement à chaque alternance, et se *rallumer* ensuite spontanément. Elle se comporte un peu comme l'arc, ayant, comme lui, un pôle plus lumineux que l'autre.

La résistance qui équivaudrait à cette flamme est, du reste, très grande; et le transformateur n'est nullement en *court circuit*. Avec une flamme de 2 centimètres, par exemple, et un courant de 48,5 milliampères, la force électromotrice aux pôles du déflagrateur est de 2.550 volts, ce qui correspondrait à une résistance de 53.000 ohms.

Si l'on diminue l'intensité, on voit la section de la flamme diminuer; sa résistance doit donc croître. Elle croît, en effet, et plus vite que l'intensité ne diminue; de sorte qu'en faisant décroître l'intensité on fait croître le voltage. Avec la même longueur de flamme que tout à l'heure, on trouve une force électromotrice de 3.400 volts, quand l'intensité est réduite à 20 milliampères, ce qui correspondrait à une résistance de 170.000 ohms.

Il convient de remarquer que le transformateur doit non seulement fournir le courant alternatif qui traverse le déflagrateur et y crée la flamme dont nous parlons; mais, en outre, à chaque demi-période, cet appareil doit encore débiter l'électricité nécessaire pour charger le condensateur et le porter à la différence de potentiel E que nous venons de constater entre les électrodes du déflagrateur.

Dès lors, si l'on diminue progressivement l'intensité du courant[1], il faut de plus en plus d'électricité pour charger le condensateur (E augmentant quand I diminue). Il est donc impossible que le régime de la flamme stable puisse se maintenir constamment, car il arriverait nécessairement un moment où, pour se charger au potentiel E, le condensateur absorberait plus d'électricité que n'en débite le transformateur. A ce moment, on sera nécessairement passé à un régime comportant des décharges disruptives.

Tout d'abord on aura vu disparaître le rallumage spontané de la

---

[1] Ou bien si l'on augmente la capacité du condensateur.

flamme. Maintenant, au début de chaque demi-période du courant, le condensateur se charge, mais il ne passe rien dans le déflagrateur. Quand le voltage a atteint une valeur convenable, le déflagrateur fonctionne brusquement, et la décharge disruptive, l'étincelle, est capable d'allumer une flamme qui dure alors jusque vers la fin de la demi-période.

C'est ce que montre la *fig.* 1, image d'une flamme décomposée au miroir tournant et fixée par la photographie [1]. On y retrouve, en passant, l'inégalité d'action actinique des deux pôles.



Fig. 1.

Si l'intensité du courant diminue encore (ou bien si l'on augmente encore la capacité du condensateur), il arrive bientôt que, le condensateur s'étant chargé, puis déchargé, le courant n'a pas atteint, à cet instant, une valeur qui suffise à l'entretien de la flamme. Alors, la flamme n'existant pas, le condensateur se chargera une seconde fois, et la seconde décharge disruptive amorcera la flamme, à moins que celle-ci ne se rallume qu'après trois décharges, ou quatre... ou, même, ne se rallume plus... Le courant à haut voltage est maintenant décomposé en une succession de décharges disruptives qui se répètent à chaque demi-période du courant alternatif.

3. Ce que nous venons de dire laisserait croire que, pour un même déflagrateur, la *flamme* et les *décharges disruptives* sont deux phénomènes essentiellement distincts, entre lesquels n'existerait pas une gradation continue de propriété. En réalité, cette gradation continue existe.

Quand une étincelle éclate, elle modifie d'une certaine façon le volume d'air qui l'enveloppe (elle l'échauffe, en particulier). Or il se

(1) Un appareil photographique visait la flamme. Mais entre l'objectif et la plaque on interposait un prisme à réflexion totale qui tournait (oscillation pendulaire) autour du faisceau incident.

trouve que, pour de l'air ainsi modifié, le potentiel explosif est moindre que pour de l'air neuf. Si donc l'air modifié n'est pas très rapidement entraîné, la seconde décharge se fera sous un potentiel plus faible ; elle sera donc moins nourrie que la première. La troisième décharge, puis la quatrième, seront encore plus grêles, et finalement la flamme pourra se rallumer *progressivement*, dans cette succession d'étincelles de plus en plus grêles, se succédant de plus en plus rapidement, qui formeront la transition continue entre les deux régimes, celui de la flamme et celui des décharges disruptives distinctes.

Il est malaisé de maintenir l'intensité du courant à la valeur qui convient pour que ce régime de transition s'établisse de lui-même. Mais on peut le réaliser artificiellement en prenant un courant trop intense, qui donne une flamme stable, puis en soufflant plus ou moins fort sur cette flamme, assez fort pour que la flamme soit brisée et ne soit pas seulement orientée par le courant d'air, mais sans arriver aux soufflages énergiques qui donnent le régime stable des décharges distinctes et indépendantes.

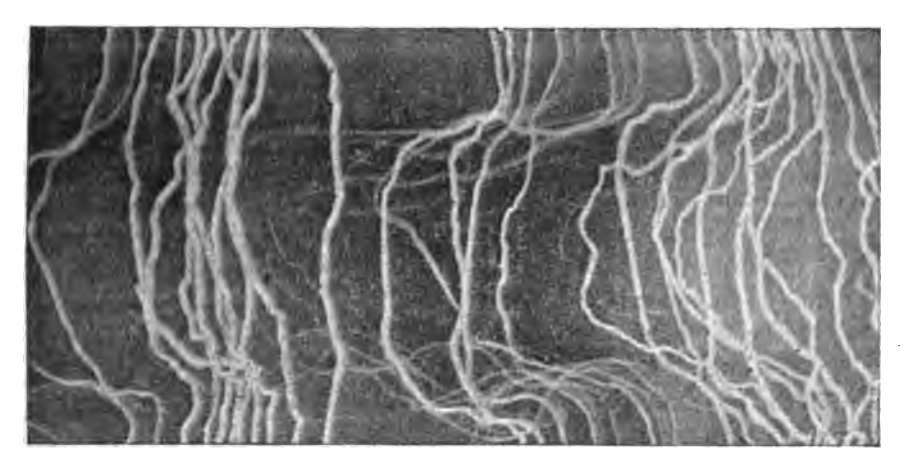


Fig. 2.

Nous avons reproduit par la photographie l'aspect d'une étincelle ainsi médiocrement soufflée[1]. C'est la *fig.* 2. On voit les étincelles successives passer l'une après l'autre dans la même masse

[1] Même dispositif optique que pour la *fig.* 1.

d'air, qui s'éloigne relativement peu vite, jusqu'à ce qu'elles recommencent à éclater directement entre les électrodes, sans aller suivre un chemin détourné devenu trop long, et pour lequel le potentiel explosif, d'abord décroissant, puis progressivement croissant, a fini par atteindre et dépasser celui qui correspond à l'étincelle directe.

On obtient des résultats de même ordre avec ce que l'on a appelé le soufflage magnétique de l'arc, qui se comporte exactement comme un très médiocre soufflage à l'air ; c'est ici la force électrodynamique qui agit sur le conducteur souple qu'est l'air chaud pour l'éloigner des électrodes.

4. Nous allons, maintenant, montrer, au contraire, qu'en employant un soufflage très énergique le régime de la décomposition du courant en décharges disruptives est un régime stable et régulier.

En premier lieu, le flux d'étincelles doit suivre les variations du courant (secondaire), se ralentir au moment où ce courant s'annule, s'accélérer, au contraire, au moment du maximum d'intensité. Et comme, dans le transformateur, le courant primaire et le courant secondaire ont sensiblement même phase, ces observations doivent s'appliquer aussi au courant primaire.

Pour démontrer qu'il en est bien ainsi, on a projeté l'image de l'étincelle sur la plaque photographique, en employant comme système optique le miroir concave d'un galvanomètre d'Arsonval. Au moment de faire la photographie on envoyait, dans le galvanomètre, une dérivation du courant primaire, et l'on descendait lentement la plaque. L'oscillation du cadre mobile suit la variation du courant (1), et les flux d'étincelles doivent se photographier surtout au maximum de l'élongation. C'est bien ce que l'on voit sur la *fig.* 3, qui a été obtenue de cette manière.

Mais cette démonstration n'est pas suffisante. Il faut établir que le flux d'étincelles se répartit en suivant *quantitativement* les variations d'intensité du courant. Si, par exemple, l'intensité du courant a pour expression :

$$\sin \omega t$$

nous devons pouvoir nous assurer que l'intervalle de temps qui sépare deux étincelles doit être (très sensiblement) proportionnel à :

$$\frac{1}{\sin \omega t}.$$

(1) Il y a, en réalité, une différence de phase d'environ une demi-période.

r l'établir, il nous suffit d'introduire un condensateur (un micro-
par exemple) dans le circuit du galvanomètre. Nous créons

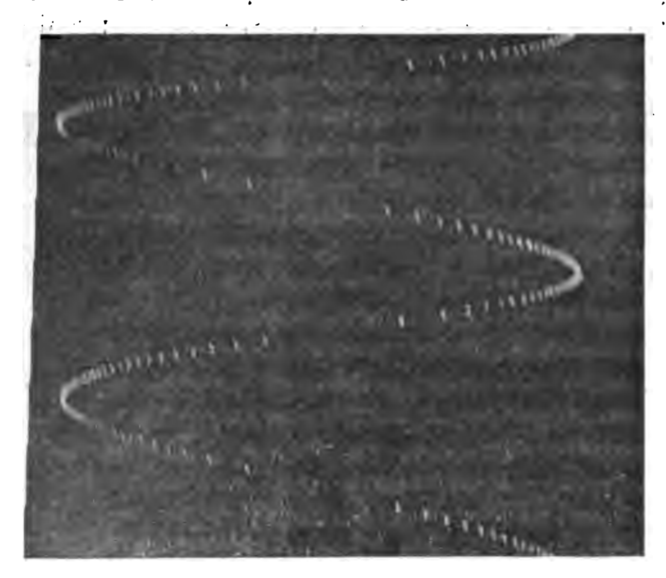


FIG. 3.

e différence de phase d'un quart de période entre le cou-
'oscillation du galvanomètre, en sorte que l'élongation varie
ant comme :

$$\cos \omega t,$$

ulte que la *vitesse* est exprimée par :

$$\sin \omega t.$$

te plus qu'à vérifier que l'intervalle de temps qui sépare
celles consécutives est à chaque instant en *raison inverse*
sse du miroir oscillant ; ou, enfin, que les images succes-
étincelles sont *très sensiblement équidistantes.* Or c'est un
constater, notamment sur la photographie reproduite par
qui a servi pour deux expériences, comme nous le dirons
nstant).
contrôles de la régularité du phénomène peuvent être mul-

change l'intensité du courant primaire, le courant secon-

daire varie, comme on sait, dans la même proportion; et si, par exemple, le courant devient deux fois plus intense, les étincelles disruptives devront se succéder, toutes, deux fois plus vite. Or, si l'on conserve le dispositif photographique de tout à l'heure,

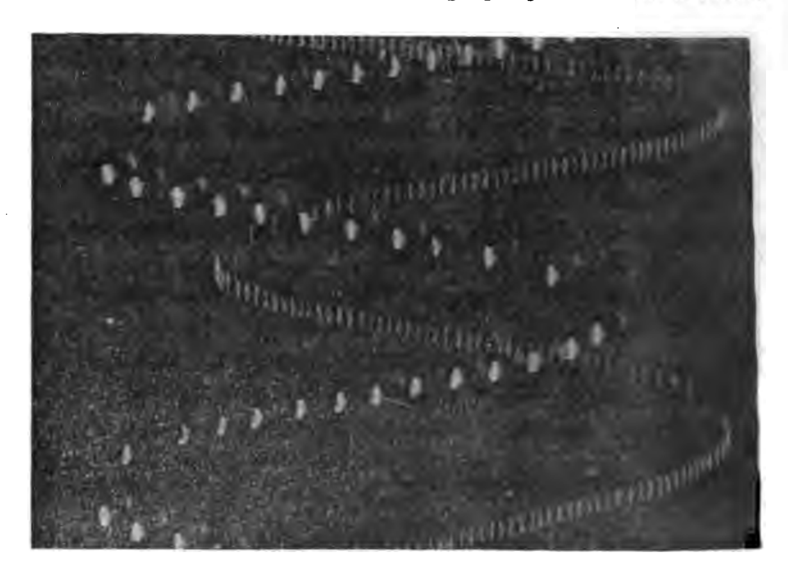


Fig. 4.

l'oscillation du galvanomètre sera devenue deux fois plus ample, et cette variation, compensant la variation de fréquence des étincelles, les images actuelles devront avoir la même équidistance que pour la première valeur de l'intensité.

L'expérience vérifie, naturellement, ces considérations presque évidentes. Il en est de même des variations que l'on prévoit devoir résulter d'un changement de distance explosive.

Voici encore une vérification.

Employons d'abord, comme capacité, deux bouteilles de Leyde semblables, groupées *en cascade*, et photographions le flux d'étincelles avec le miroir du galvanomètre, comme nous l'avons expliqué. Puis recommençons exactement la même expérience, mais en groupant les bouteilles de Leyde *en parallèle*. La capacité est maintenant quatre fois plus forte; donc les étincelles doivent se succéder, et se succèdent, en effet, quatre fois moins vite. C'est, précisément, cette double expérience que représente la *fig*. 4.

Nous nous sommes, enfin, posé une dernière question : Jusqu'à quelle limite peut-on pousser cette décomposition d'un courant en décharges successives ? La limite dépend essentiellement de la puissance du soufflage. En utilisant un jet d'anhydride carbonique, détendu à 3 kilogrammes, nous avons pu obtenir plus de *cent mille*



Fig. 5.

étincelles par seconde. Mais, avec un soufflage beaucoup plus modéré (air à la pression de 2 mètres d'eau), la décomposition se fait encore très bien. La *fig.* 5 obtenue dans ces conditions (¹) montre deux cents étincelles pour une demi-période du courant, soit *dix mille* étincelles par seconde.

6. *En résumé*, le phénomène que nous étudions, la *décomposition d'un courant à haut potentiel en une succession de décharges disruptives*, est un phénomène parfaitement régulier. Il se produit tel qu'on le calculerait *a priori*. On peut l'isoler et le maintenir dans de très larges limites de stabilité (²).

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU POUVOIR ROTATOIRE MOLÉCULAIRE DES CORPS DISSOUS;

Par M. Henri POTTEVIN.

Pribram (³) a indiqué que le pouvoir rotatoire des solutions aqueuses d'acide tartrique allait en diminuant, si on leur ajoutait des quan-

---

(¹) Plaque immobile; objectif photographique et prismes à réflexion totale, comme pour la *fig.* 1. On photographiait une fente étroite placée immédiatement devant l'étincelle. Les petites irrégularités des images sont dues aux petits déplacements irréguliers des étincelles successives, combinés avec les aberrations de l'objectif employé.

Il va sans dire que différents expérimentateurs ont déjà plus ou moins nettement signalé certains des faits que nous venons de passer en revue ; nous avons donné ailleurs l'indication de ces travaux.

(²) *Comptes Rendus*, t. CXXVIII, p. 991 ; 1899.

(³) Pribram, *Ber. der. Deutsch. Chem. Gess.*, t. XXII, p. 6.

tités croissantes d'alcool (alcools méthylique, éthylique, propylique) ou d'acide gras (acides formique, acétique, propionique); au cours de recherches sur l'aldéhyde formique, j'ai eu l'occasion de constater que ce corps agissait à l'inverse de l'acide et de l'alcool correspondants; je me suis proposé d'étudier cette particularité et de voir si des modifications analogues de pouvoir rotatoire se produiraient avec d'autres substances actives et avec d'autres aldéhydes.

Aldéhyde formique et acide tartrique. — Les rotations sont rapportées à la lumière jaune du sodium; les mesures ont été faites à la température de 20°-22°.

I. — J'ai dissous des quantités variables d'acide tartrique, d'une part dans l'eau distillée, d'autre part dans des dissolvants constitués par un mélange (en proportions constantes pour une même série d'essais) d'eau et d'aldéhyde formique. Les nombres du tableau représentent les pouvoirs rotatoires mesurés.

CH^2O dans 100cc,00 du dissolvant	$C^4H^6O^6$ dans 100cc,00 de solution: 7gr,78	18gr,80	37gr,10
0	14,01	12,50	10,60
0,55	14,64	13,00	»
2,75	16,83	15,00	13,30
5,50	19,52	17,70	»
11,00	25,18	23,00	21,40
22,00	37,51	35,10	34,60

II. — La quantité d'alhéhyde présente dans 100° de solution est partout la même; la quantité d'acide tartrique varie.

$C^4H^6O^6$ dans 100cc,00 de solution	CH^2O dans 100cc,00 de solution	α_D	α_D pour une solution aqueuse de même concentration
2gr,016	9gr,30	24,3	14,7
5 060	»	23,7	14,3
10 07	»	22,8	»
15 28	»	22,6	»
20 05	»	22,3	»
30 19	»	22,1	»
40 07	»	21,5	10,5

Le pouvoir rotatoire varie dans le même sens si l'acide et l'aldéhyde sont dissous dans l'alcool absolu.

L'aldéhyde formique augmente la rotation des solutions de tartrates (sel de Seignette, tartrate neutre de soude); les deux isomères

sont affectés de la même façon, mais en sens inverse, car les solutions de racémate de soude restent inactives.

Aldéhyde formique et sucres. — Avec le sucre de canne, les expériences I et II ont été faites comme les expériences correspondantes avec l'acide tartrique.

I

CH^2O dans 100cc,00 du dissolvant	$C^{12}H^{22}O^{11}$ dans 100cc,00 de solution: 9gr,63	19gr,16	36gr,26
0	66,70	66,40	66,30
2,75	68,75	67,70	67,02
5,51	70,70	69,50	»
11,00	73,64	72,07	70,30
22,00	76,43	75,50	73,49

II

$C^{12}H^{22}O^{11}$ dans 100cc,00 de solution	CH^2O dans 100cc,00 de solution	α_D	α_D correspondant pour une solution aqueuse
1gr,123	7gr,5	72,12	66,66
5 092	»	71,09	66,62
10 113	»	71,38	66,58
18 435	»	70,95	»
25 008	»	71,41	66,44
37 538	»	70,46	66,32

Les autres sucres étudiés se comportent d'une façon analogue. Les nombres du tableau ci-dessous se rapportent à des solutions contenant 10 grammes de sucre dans 100 centimètres cubes et, pour les solutions aldéhydiques, 10 grammes CH^2O.

	α_D en solution aqueuse	α_D en solution aldéhydique	$\Delta\alpha_D$
Saccharose.....	+ 66,7	+ 73,10	+ 6,4
Maltose.........	+ 140,1	+ 144,00	+ 4,0
Lactose	+ 52,5	+ 55,1	+ 2,6
Glucose	+ 52,7	+ 60,0	+ 7,3
Lévulose	− 91,2	− 78,1	+ 13,1

L'aldéhyde formique modifie de même dans le sens dextrogyre les pouvoirs rotatoires de l'alcool amylique gauche, de l'essence gauche de matricaire; il m'a paru sans action sur l'essence de térébenthine.

Aldéhyde éthylique. — La solution aldéhydique dans laquelle j'ai dissous l'acide tartrique et les sucres était un mélange de

360 grammes d'eau et de 88 grammes d'aldéhyde pure ; les lectures polarimétriques ont été faites à la température de 12°-14°.

Aldéhyde et acide tartrique :

N°s des solutions	$C^4H^6O^6$ dans 100cc,00 de solution	α_D en solution aldéhydique	α_D en solution aqueuse
1.............	1gr,000	17,00	»
2.............	5 024	15,70	»
3.............	5 008	»	13,77
4.............	9 900	15,15	»
5.............	15 006	14,52	»
6.............	19 896	13,92	»
7.............	19 914	»	11,75

J'ai repris les solutions 2 et 6, j'ai chassé l'aldéhyde en les maintenant dans l'eau chaude; après refroidissement, j'ai ramené au volume primitif par addition d'eau distillée, et j'ai mesuré à nouveau le pouvoir rotatoire; il était exactement le même que celui des solutions de même concentration faites directement dans l'eau.

Aldéhyde et sucres :

	Grammes de sucre dans 100cc,00 de solution	α_D en solution aldéhydique	α_D en solution aqueuse
Saccharose......	9,806	+ 72°,09	+ 66°,59
Glucose.........	9,335	+ 63 36	+ 52 65
Lévulose........	5,760	— 75 70	— 93 74

Les variations de pouvoir rotatoire du genre de celle que je viens de signaler ne me paraissent pas susceptibles d'être interprétées simplement dans l'état actuel de nos connaissances.

Pour l'acide tartrique, deux notions ressortent des nombres qui précédent :

1° Les aldéhydes formique et éthylique se comportent à l'inverse des alcools et acides correspondants :

2° L'accroissement du pouvoir rotatoire est sous la dépendance non pas des proportions relatives d'aldéhyde et d'acide (ce qui devrait avoir lieu, semble-t-il, s'il y avait formation de combinaisons en proportions définies de ces deux corps), mais bien des proportions relatives d'aldéhyde et d'eau.

A.-W. WITKOWSKI. — Sur la vitesse du son dans l'air comprimé. — *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*, p. 138; mars 1899.

Dans un travail antérieur, l'auteur a montré qu'en général les chaleurs spécifiques C et c de l'air varient beaucoup avec la température et la pression. Il y a toutefois exception pour l'effet de la température au voisinage de la pression atmosphérique : cet effet est à peu près nul, non seulement depuis la température ordinaire jusqu'à 200°, comme l'a montré Regnault, mais aussi jusqu'au point d'ébullition de l'oxygène [1]. Utilisant les résultats de ses propres expériences sur la compressibilité et la dilatation de l'air, l'auteur a calculé le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$. Nous trouverons plus loin quelques-uns de ses résultats.

Dans le présent mémoire, M. Witkowski se propose de déterminer directement ce même rapport, afin de contrôler quelques-uns de ses nombres. Deux séries d'expériences sont exécutées par la méthode de Kundt, l'une à 0°, l'autre à — 78°,5 (moyenne), entre 1 et 120 atmosphères, et il applique la formule connue de la vitesse du son :

$$V = \sqrt{\frac{v}{\mu} \cdot \gamma},$$

le volume spécifique v et le coefficient μ de compressibilité isotherme de l'air dans les conditions de ces expériences ayant été déterminés par lui-même, ainsi qu'il est dit plus haut.

L'appareil ne diffère de celui de M. Kundt que par certains détails imposés par le fait des pressions élevées.

On met en vibration simultanément, au moyen d'une même verge

[1] M. Witkowski trouve que la chaleur spécifique C de l'air sous la pression atmosphérique est 0,2372 aussi bien entre — 102° et + 17° qu'entre + 98° et + 20°, et qu'elle passe à 0,2427 pour l'intervalle de — 170° à + 18°. Il n'est pas nécessaire de pénétrer dans les détails pour se convaincre que la troisième décimale est ici bien incertaine, et, par suite, la quatrième illusoire. Il est peu vraisemblable d'ailleurs que la chaleur spécifique, s'étant maintenue parfaitement constante depuis + 98° jusqu'à — 102° (0,237) prenne une valeur bien plus grande (0,252) dans l'intervalle relativement faible de — 102° à — 170°.

L'auteur critique à ce sujet les observations que j'ai faites (*C. R.*, 27 juin 1898) sur les expériences de Regnault, parce qu'il retrouve sensiblement le nombre de ce dernier. Je ferai remarquer que la correction que j'ai apportée audit nombre ne fait que traduire, *en dehors de toute hypothèse*, les résultats des deux expériences exécutées par Regnault lui-même à titre de contrôle.

de verre excitée par frottement, deux colonnes d'air desséché contenues dans deux tubes de même diamètre, que l'on maintient à la même température; l'une demeure à la pression atmosphérique, tandis que l'autre est porté à une pression croissante.

On mesure donc, en réalité, le rapport des vitesses du son dans l'air comprimé et dans l'air non comprimé, toutes les autres conditions étant identiques.

Le tube laboratoire et le tube témoin sont plongés dans une caisse contenant tantôt de la glace fondante, tantôt un mélange de neige carbonique et d'éther.

Quoique les lignes de poussière (silice) se forment avec d'autant plus de netteté que la pression est plus forte, la détermination exacte de leur distance est certainement délicate.

Une autre difficulté résulte de ce que la correction de Kirchhoff, relative au diamètre du tube, n'est pas indépendante de la pression. Enfin certaines irrégularités sont attribuées par l'auteur à ce fait que l'amplitude des vibrations est très grande, et non infiniment petite, comme le suppose la théorie.

Aussi les courbes par lesquelles l'auteur représente la variation de la vitesse du son avec la pression sont-elles sujettes à certaines critiques. En particulier, l'inflexion qu'il attribue à celles qui correspondent à la température 0° ne me paraît point justifiée, et on pourrait en dire autant du minimum trouvé vers 40 atmosphères, à la température de — 78°,5, si l'existence de ce minimum n'avait déjà été indiquée par la méthode indirecte.

D'autre part, les courbes obtenues à 0° avec des tubes de diamètres différents et des sons de hauteurs différentes s'entrecroisent, ce qui manifeste l'existence d'une erreur totale pouvant atteindre le centième.

Quoi qu'il en soit, ces expériences montrent nettement qu'aux températures ordinaires *la vitesse du son augmente de* 7 0/0 *de sa valeur lorsqu'on passe de* 1 *à* 100 *atmosphères*[1].

M. Witkowski croit pouvoir affirmer aussi que la vitesse des sons

---

[1] Ce résultat confirme ceux de M. Kundt, qui avait cru observer une augmentation de $\frac{12}{10.000}$ environ, en passant de 40 à 160 centimètres de mercure. Il est vrai que cette augmentation était de l'ordre des erreurs possibles de l'expérience.

graves surpasse celle des sons aigus, surtout quand la pression est un peu forte.

En terminant, il compare les valeurs du rapport γ obtenues par lui au moyen de ces expériences à celles (γ') qu'il a calculées antérieurement.

Voici un extrait de ses tableaux :

	p atm.	γ	γ'		p atm.	γ	γ'
0°	10	1,43	1,42	— 78°,5	10	1,48	1,44
	50	1,53	1,49		50	1,79	1,72
	100	1,64	1,61		100	2,30	»

Il sera intéressant de comparer ces résultats à ceux publiés par M. Amagat [1].

A. Leduc.

Alexander MOFFAT. — The Energy of Röntgen Rays (L'énergie des rayons Röntgen). — *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, 9 janvier 1899, p. 430-438.

Dorn a déjà déterminé l'ordre de grandeur de l'énergie des rayons X à l'aide de l'échauffement des métaux qui accompagne l'absorption des rayons X, ainsi que Dorn l'a découvert. Sur le conseil de E. Wiedemann [2], A. Moffat a repris la question en remplaçant l'échauffement des métaux par l'illumination d'un écran au platinocyanure de baryum et, ce qui est particulièrement intéressant, en déterminant le nombre et la durée des décharges électriques à travers le tube qui émet les rayons X, afin de savoir quelle est la durée effective de l'émission des rayons X.

L'expérience montre que les rayons X qui traversent l'écran luminescent au platinocyanure de baryum n'excitent sur un second écran qu'une luminescence négligeable à $\frac{1}{10}$ près; ils admettent alors qu'à cette approximation le premier écran arrête toute l'énergie [3] des

(1) Voir *C. R. de l'Académie des Sciences*, 9 décembre 1895 ; 13 et 20 janvier 1896.

(2) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 160; mémoire analysé dans ce *Journal*, 3e série, t. VII, p. 355; 1898.

(3) Je pense que réellement un bolomètre montrerait que les rayons transmis par la couche de platinocyanure produisent un échauffement supérieur à la dixième partie de celui qui correspond aux rayons X incidents, parce que le tube à rayons X émet un faisceau très hétérogène ; l'énergie des rayons X doit être affaiblie par l'écran notablement moins que leur propriété d'exciter la luminescence.

rayons X. Toute l'énergie n'est pas convertie en lumière; dans la photo-luminescence 4 0/0 environ de l'énergie des rayons lumineux sont utilisés pour l'illumination du corps transformateur[1]. L'auteur admet la même proportion pour la transformation des rayons X en lumière. D'autre part, une comparaison photométrique soignée de l'écran luminescent et d'une lampe d'Hefner, qui émet sous forme de lumière 0,189 watt par seconde, lui a montré que l'intensité totale de la lumière que peut produire sur le platinocyanure l'ensemble des rayons X, issus du tube dans toutes les directions, est 154×10^{-4} par rapport à la lampe d'Hefner; cela fait $25 \times 0,002911$ watt pour l'énergie rayonnée en une seconde par le tube sous forme de rayons X, soit 18 calories-milligrammes. Dorn a trouvé 1,51 calorie-milligramme, ce qui s'accorde suffisamment avec le résultat de Moffat, étant donné que les puissances des tubes producteurs de rayons X peuvent varier beaucoup.

En regardant au miroir tournant une fente recevant la lumière de l'écran au platinocyanure, l'auteur a constaté que la largeur de l'image n'est pas augmentée sensiblement par le mouvement du miroir et, d'après les conditions de l'expérience, on a déduit que la durée de l'émission des rayons X produits par chaque décharge ne peut pas dépasser $\frac{1}{100.000}$ de seconde. Le tube à rayons X était excité par une machine de Tœpler à 20 plateaux et par l'intermédiaire d'une étincelle fortement soufflée, ce qui rend la décharge plus brusque et augmente la puissance rayonnante du tube. Roiti[2] a trouvé dans des expériences analogues un élargissement correspondant à $\frac{1}{600}$ de seconde; Trouton[3] a trouvé que la décharge à travers le tube durait de $\frac{1}{800}$ à $\frac{1}{10.000}$ de seconde; Colardeau[4] a trouvé $\frac{1}{1.000}$ de seconde; Morize[5] a trouvé 0,00109 de seconde. Mais toutes ces expériences étaient faites en excitant un tube à vide par une

---

(1) D'après E. WIEDEMANN; *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 233; *Sitzungsberichte der phys. med. Gesellsch. zu Erlangen*, 1888.

(2) *Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, t. V, p. 243.

(3) *Report of the British Association*. Liverpool, 1898.

(4) *L'Eclairage électrique*, t. VIII, p. 112.

(5) *Comptes Rendus*, t. CXXVII, p. 546.

bobine d'induction dont la self-induction allonge certainement la durée de la décharge, ce qui n'arrive pas avec la machine à influence.

L'auteur a trouvé qu'il se produisait dans ses expériences 90 décharges par seconde, en employant la méthode de E. Wiedemann (1), c'est-à-dire en comparant la fréquence des décharges étudiées à celle des décharges à travers un tube de Geissler excité par une bobine dont le vibrateur provoque un nombre connu d'interruptions par seconde. Dans une seconde, la durée effective de l'émission des rayons X était ainsi au plus égale à $90 \frac{1}{100.000}$, soit à $\frac{1}{1.000}$ de seconde. L'énergie (18 milligrammes-calories) des rayons X émis en une seconde de *fonctionnement du tube* correspond donc à 18 grammes-calories par seconde d'*émission effective;* c'est 500 fois plus que l'énergie de la radiation solaire tombant normalement sur 1 centimètre carré de surface. En tenant compte des erreurs d'estimation possibles, l'auteur pense que 10 calories-grammes est une limite supérieure de l'énergie des rayons X par seconde d'émission effective. G. SAGNAC.

D. MAZZOTTO. — Sugli armonici delle Vibrazioni elettriche (Harmoniques des vibrations électriques). — *Nuov. Cim.* (4), IX.

M. Mazotto discute les résultats différents des siens que j'ai publiés (2).

Dans l'excitateur de Blondlot, il a trouvé que le rapport de la longueur d'onde fondamentale à la longueur d'onde du premier harmonique décroissait quand on éloigne le premier pont, tandis que j'ai trouvé que ce rapport croît. Mes mesures confirment, d'après lui, que la série des vibrations d'ordre supérieur ne suit pas la loi harmonique. C'est du reste la conclusion que j'en ai tirée (*loc. cit.*, p. 102), au moins en ce qui concerne l'excitateur avec condensateur.

Au contraire, je crois pouvoir conclure des expériences que j'ai effectuées depuis la publication de ma note que, dans l'excitateur

(1) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. X, p. 210.
(2) Voir *Wied. Ann.*, LXV, p. 93; — Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 603; 1898.

Blondlot-Drude, la série des ondes d'ordre supérieur tend de plus en plus vers la série harmonique, quand on éloigne le premier pont.

En ce qui concerne l'appareil de Lecher, M. Mazotto fait remarquer, ce qui est juste, que je n'ai pas tenu compte d'une circonstance importante ; c'est que, dans ses expériences, il considère seulement les vibrations qui n'ont pas de nœud entre le pont et les condensateurs et qui, par suite, ont une demi-longueur d'onde plus grande que la distance comprise entre les ponts et les condensateurs. « Cette condition, dit-il, est satisfaite seulement pour l'onde fondamentale et non pour les harmoniques que M. Lamotte a considérées ; ses ondes harmoniques ne sont que les ondes fondamentales obtenues pour des distances plus petites du premier pont aux condensateurs. »

Je n'ai jamais pensé autre chose, et c'est même la raison pour laquelle je me crois autorisé à rapprocher ces vibrations supérieures des harmoniques acoustiques. Qu'elles ne suivent pas la loi harmonique, il n'y a pas lieu de s'en étonner ; car, dans des conditions analogues, les vibrations acoustiques ne suivent pas non plus cette loi.

Comme le fait fort justement remarquer Helmholtz (*Vorlesungen über die mathematischen Prinzipien der Akustik*, p. **143**), les corps qui donnent des tons supérieurs harmoniques sont une exception : une corde ou un tuyau donnent des sons harmoniques parce qu'ils possèdent des propriétés uniformes sur toute leur longueur ; la corde, par exemple, a une élasticité et une densité constantes sur toute son étendue. Mais, si la corde porte en un point une masse additionnelle, les tons supérieurs cessent d'être harmoniques.

Or il est aisé de voir que c'est ce dernier cas qui est analogue à celui des vibrations électriques dans les fils. La capacité et la self-induction, qui jouent le rôle analogue à celui de la densité et de l'élasticité, ne sont pas uniformément réparties, mais il y en a toujours un excès sur l'excitateur lui-même.

Quant à la vibration secondaire de M. Mazzotto, je ne l'ai jamais observée ; non pas, comme il le dit, parce que ma méthode n'est pas assez sensible, mais parce que l'intensité de cette vibration dépend, comme il le dit lui-même, de la longueur de fil comprise entre l'étincelle et les condensateurs, longueur qui était sensiblement nulle dans mes appareils, ou réduite à la distance des fils parallèles.

Du reste il me semble que cette vibration ne mérite en rien le nom d'harmonique ; c'est une autre vibration fondamentale, qui ne

peut avoir de rapport purement numérique avec l'autre, pas plus, bien que l'analogie ne soit pas complète, qu'il n'y a de pareil rapport entre les vibrations longitudinales et les vibrations transversales d'une corde.

M. LAMOTTE.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXVII, n°s 3 et 4; 1899.

E. WARBURG. — Ueber das Verhalten sogenannter unpolarisirbarer Elektroden gegen Wechselstrom (Sur l'attitude des électrodes dites impolarisables par rapport au courant alternatif). — P. 493-499.

ELSA NEUMANN. — Ueber die Polarisationscapacitat umkehrbarer Elektroden (Sur la capacité de polarisation des électrodes réversibles). — P. 500-534.

M. Warburg développe une théorie de la capacité de polarisation par courant alternatif dans le cas d'électrodes dites réversibles ou impolarisables (un métal dans la solution d'un de ses sels).

Kohlrausch, qui a, le premier, étudié la polarisation produite par le courant alternatif, avait admis qu'on peut considérer la polarisation p d'une électrode comme proportionnelle à la quantité d'électricité qui l'a traversée, de sorte qu'on pourrait écrire simplement :

$$p = \frac{1}{C} \int j dt,$$

en appelant C la capacité de polarisation.

Si l'intensité du courant j est sinusoïdale de la forme :

$$j = a \sin mt,$$

la polarisation serait elle-même sinusoïdale et représentée par :

$$p = \frac{a}{Cm} \sin\left(mt - \frac{\pi}{2}\right).$$

Or il résulte des recherches récentes de *Wien* et de *Orlich* qu'il

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 417 ; 1896.

faudrait écrire, plus généralement :

$$p = \frac{a}{Cm} \sin\left(mt - \frac{\pi}{2} + \psi\right),$$

ψ étant compris entre o et $\frac{\pi}{2}$.

Ces deux physiciens ont déterminé expérimentalement C et ψ dans un grand nombre de cas.

Mais jusqu'ici aucune théorie de la polarisation n'était suffisamment étendue pour permettre de calculer *a priori* ces deux grandeurs C et ψ. C'est cette lacune que M. Warburg a voulu combler. Ses calculs sont trop longs pour trouver place ici. L'auteur y fait intervenir les variations périodiques de concentration de la solution produite par le courant, au voisinage immédiat de l'électrode considérée. On peut dire qu'il y a là des ondes de concentration de même période que le courant.

Après certaines hypothèses restrictives, M. Warburg arrive à une formule donnant la capacité C en fonction des différentes données du problème. Cette formule montre, en particulier, que cette capacité doit être inversement proportionnelle à $\sqrt{m}$, c'est-à-dire à la racine carrée de la fréquence. Quant à la valeur de ψ, elle serait constante et égale à $\frac{\pi}{4}$, dans le cas général d'une électrode réversible.

M[lle] E. Neumann a soumis cette théorie à une série de vérifications expérimentales. Ne pouvant se placer dans les conditions mêmes de cette théorie, qui suppose un électrolyte unique, elle s'en rapproche en juxtaposant deux électrolytes d'anion commun et de concentration différente entre les deux électrodes. En répétant les calculs de Warburg dans ce cas, elle obtient les mêmes valeurs théoriques pour C et ψ.

Ses expériences sont faites avec des électrodes d'argent et des électrodes de mercure. Elles confirment bien, dans le cas du mercure, et approximativement seulement dans le cas de l'argent, les prévisions tirées de la théorie en ce qui concerne la variation de la capacité avec la fréquence, l'accroissement de résistance avec la fréquence, le changement de phase ψ, la variation de la capacité avec la densité du courant; enfin, entre certaines limites de concentration et également bien pour les deux métaux, la variation de la capacité avec la concentration.

Toutefois la question n'est pas complètement élucidée, la formule de Warburg s'appliquant à un phénomène idéal, alors que la polarisation observée dans la pratique est un effet très complexe.

H. BAGARD.

WALTER KONIG. — Ueber Methoden zur Untersuchung langsamer elektrischer Schwingungen (Sur une méthode d'étude des oscillations électriques lentes). — P. 535.

Il s'agit des oscillations dont la fréquence est de l'ordre de celle des sons moyens et graves, c'est-à-dire qu'on peut obtenir dans l'induit ouvert d'une bobine d'induction, dont les extrémités sont reliées aux armatures d'une capacité. L'auteur passe en revue les méthodes antérieures et donne les résultats qu'il a obtenus lui-même en photographiant l'étincelle sur une plaque photographique en mouvement. Mais il s'est arrêté à la méthode des figures de Lichtenberg, déjà indiquée par Von Bezold : l'une des extrémités du secondaire étant reliée à une plaque métallique sur laquelle repose un gâteau de résine, on promène l'autre extrémité sur la surface du gâteau, au moment de la rupture du primaire, et on projette ensuite sur la trace le mélange de soufre et de minium ; on obtient les meilleurs résultats en constituant l'extrémité du secondaire par une pointe semi-conductrice, comme une paille, qu'on laisse fixe, et en fixant le gâteau à un pendule, de manière que, dans son mouvement, il vienne frotter sur la paille. Les figures obtenues sont très nettes et permettent, connaissant le mouvement du pendule, de calculer la durée des oscillations à $\frac{1}{100}$ près. L'auteur a pu vérifier la proportionnalité de la période à la racine carrée de la capacité. De ses mesures il résulte que la capacité d'une grosse bobine d'induction n'est que de l'ordre de 10^{-11} Farad.

Sa méthode est très sensible : on a pu l'appliquer à l'étude du courant alternatif distribué à Francfort-sur-le-Mein (amplitude, 120 volts), et elle donne encore des résultats satisfaisants avec une amplitude d'oscillation du potentiel de 20 volts seulement.

Ch. MAURAIN.

T.-C. SCHMIDT. — Ueber photoelektrische Ströme (Sur les courants photo-électriques). — P. 563.

L'auteur étudie d'abord l'action de la lumière sur l'état électrique d'un métal plongé dans la solution d'un de ses sels; en reliant l'électrode éclairée à une électrode identique non éclairée, on obtient un faible courant augmentant avec la durée de l'éclairement; mais, si on opère avec le métal commercial, puis avec le même métal purifié, par exemple par électrolyse, le courant obtenu est beaucoup plus faible dans le deuxième cas, ce que M. Schmidt interprète en pensant que le courant est dû aux impuretés, et que l'action de la lumière sur un métal absolument pur doit être nulle dans ces conditions.

Il étudie ensuite l'action de la lumière sur des électrodes d'oxyde et sous-oxyde de cuivre; les résultats obtenus dépendent de la nature de la lumière incidente et des conditions où se trouvent les électrodes, et seraient difficiles par suite à résumer.

Ch. Maurain.

W.-D. COOLIDGE. — Eine neue Methode zur Demonstration des elektrischen Drahtwellen (Nouvelle méthode de démonstration des ondes électriques dans les fils). — P. 578.

Le principe de cette méthode a été indiqué par Arons(1); il disposait les fils dans un tube où l'on faisait le vide et obtenait ainsi des nappes lumineuses entre les deux fils; lorsqu'on produisait dans les fils des ondes stationnaires au moyen de ponts convenablement disposés, les phénomènes lumineux ne se produisaient plus qu'aux ventres, ou tout au moins y étaient plus intenses. L'auteur a pu obtenir des phénomènes lumineux du même genre, moins intenses, mais cependant bien visibles dans une salle plongée dans l'obscurité, même avec des longueurs d'onde relativement faibles, allant jusqu'à 12 centimètres; il emploie l'excitateur de M. Blondlot; les fils métalliques, de $\frac{1}{10}$ de millimètre à 1 millimètre de diamètre, étaient séparés par une distance de 2 à 30 millimètres; les meilleurs résultats ont été obtenus avec des fils de laiton de $\frac{1}{10}$ de millimètre

(1) L. Arons, *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 553; 1892.

de diamètre, placés à une distance de 1 à 2 centimètres. Des photographies donnent l'aspect obtenu.

Ch. MAURAIN.

H. LEMKE. — Zur Theorie der Dampfung von Galvanometerschwingungen (Sur la théorie de l'amortissement des oscillations de l'aiguille d'un galvanomètre). — P. 828.

L'auteur reprend l'intégration de l'équation différentielle à laquelle on arrive pour représenter l'angle de déviation en fonction du temps, et donne à l'intégrale une forme plus simple que celles indiquées antérieurement.

Ch. MAURAIN.

A. OBERBECK. — Ueber die Spannung an dem Pole eines Inductionsapparates (Sur la tension au pôle d'une bobine d'induction). — P. 592.

Pour faire suite à un autre mémoire [1], on détermine, à l'aide de la méthode précédemment décrite, les potentiels explosifs pour de petites distances explosives.

Ces potentiels ne sont pas identiques à ceux que l'on trouve par la charge lente et que l'on mesure par l'électromètre [2].

On compare ensuite les potentiels nécessaires pour faire éclater une étincelle dans les gaz raréfiés (air, CO^2 et H).

Pour chaque gaz et pour une certaine distance explosive, il y a une pression telle que, pour des valeurs supérieures à cette pression, la décharge ne se fait que par étincelles; pour des valeurs inférieures, on observe séparément des décharges par aigrette et par étincelle, les premières correspondant aux potentiels explosifs les moins élevés.

Quand la pression diminue d'une façon continue, ces deux potentiels explosifs commencent par diminuer jusqu'à un *certain minimum* pour augmenter fortement dans la suite.

Les pressions correspondantes au minimum de potentiel explosif sont différentes pour un même gaz. Les valeurs de ces pressions pour les différents gaz diffèrent beaucoup; la pression limite est de 400 millimètres de Hg. Pour CO^2, elle paraît un peu au-dessus d'une atmosphère; pour l'air, beaucoup au-dessus d'une atmos-

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 193; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 365; 1898.

(2) Ces différences peuvent tenir à la méthode employée et aux circonstances de la décharge qui ne sont pas les mêmes dans les deux cas.

phère; pour l'hydrogène, la pression de minimum du potentiel explosif pour l'étincelle est de 420 millimètres pour CO^2, de 200 millimètres pour l'air, de plus d'une atmosphère pour l'hydrogène. Celle de la décharge par aigrette *est très basse*, *mais non déterminée*.

H. EBERT. — Die in Entladungsröhren umgesetzten Werthe an electrischer Wechselstromenergie (Energie absorbée dans des tubes à vides excités par des courants alternatifs). — P. 608.

Le tube à vide est placé entre les pôles du secondaire d'un transformateur à courants alternatifs, le courant compte 22.000 périodes par minute et la tension entre les pôles du secondaire ouvert atteint 3.000 volts.

L'excitation par courants alternatifs à haute tension a, sur l'emploi des courants continus, cet avantage que les parois du tube ne se chargent pas d'électricité venant compliquer les phénomènes, et que l'effet à mesurer est plus considérable.

On détermine l'énergie disponible entre les bornes du primaire et du secondaire à l'aide de wattmètres, voltmètres et ampèremètres appropriés.

En calculant la différence entre l'énergie disponible entre les bornes du primaire et celle qui se retrouve sous forme de chaleur de Joule, d'hystérésis dans les circuits électrique et magnétique du primaire, on a l'énergie absorbée dans le secondaire.

Lorsque le tube à vide n'est pas traversé par un courant, les appareils de mesure, ainsi que le tube, qui communiquent avec le secondaire présentent une capacité, et 25 volts sont absorbés de ce fait.

L'auteur admet implicitement que, lorsque le tube est traversé par le courant, cette dernière dépense subsiste intégralement ([1]).

Il faut tenir compte en outre de la chaleur de Joule.

En retranchant ces deux effets de l'énergie disponible dans le secondaire, on obtient l'énergie absorbée dans le tube.

Le courant étant sensiblement sinusoïdal, faisant le produit $E = V \times i$ du potentiel et de l'intensité efficace, on peut calculer la différence de phases qui s'établit dans le secondaire, par suite de la capacité du tube à vide.

([1]) Cette hypothèse ne me paraît pas justifiée *a priori*, et des expériences supplémentaires me semblent nécessaires.

Lorsque la pression dans le tube à vide (azote) diminue de $2^m,92$ à $0^m,10$ de Hg, le voltage efficace V, le produit E et l'énergie absorbée dans le tube ont une marche parallèle ; ils passent par un minimum pour la même pression et croissent et décroissent en même temps, tandis que l'intensité varie peu et passe par un maximum peu marqué, quand les facteurs précédents sont minima.

Les données tirées de mesures calorimétriques faites sur le tube concordent avec celles que fournit la méthode employée.

Si on opère avec des pressions de plus en plus petites, de façon à obtenir des rayons cathodiques, on constate que l'énergie absorbée par le tube devient de plus en plus petite, parce que l'intensité du courant qui traverse le tube tend vers zéro, ce qui démontre l'avantage économique qu'il y aurait à s'éclairer par luminescence de gaz *très raréfiés*. Les résultats sont établis avec des tubes à azote, hydrogène, acide carbonique et ne dépendent pas de la forme du tube.

L'auteur interprète ensuite la théorie de la décharge dans les gaz dans la théorie cinétique des gaz.

F. KÖHLRAUSCH. — Ueber eine Bemerkung von Hrn Riecke (Sur une remarque de M. Riecke). — P. 630.

Ce petit mémoire est une réponse à certaines critiques adressées par M. Riecke à la théorie de la thermoélectricité de Kohlrausch.

R. SWYNGEDAUW.

KNUT ANGSTROM. — Ueber absolute Bestimmungen der Wärmestrahlung mit dem elektrischen Compensationspyrheliometer, nebst einigen Beispielen der Anwendung dieses Instrumentes (Détermination du rayonnement en valeur absolue avec le pyrhéliomètre électrique à compensation. — Exemples d'applications de cet instrument). — P. 633-648.

M. K. Angström a étudié divers appareils pour la mesure *absolue* d'un rayonnement. Celui qui fait l'objet du mémoire actuel a été soumis à sept années d'essais ; l'auteur estime qu'il se prête très bien soit aux mesures dans le laboratoire, soit aux recherches, en campagne, sur le rayonnement solaire.

Voici le principe, très simple, de ce « pyrhéliomètre électrique à compensation ». On découpe dans une feuille très mince de métal deux bandes identiques que l'on noircit d'un côté. L'une d'elles est

exposée au rayonnement à mesurer; l'autre, abritée de ce rayonnement par un écran à double paroi, est parcourue par un courant électrique qui l'échauffe. On règle la valeur du courant, de telle sorte que l'échauffement soit le même dans les deux bandes [1].

Soit alors q la valeur du rayonnement, évaluée en petites calories reçues par *seconde* et par centimètre carré ; b la largeur, a le pouvoir absorbant, r la résistance de l'unité de longueur des bandes. Soit enfin i l'intensité du courant de compensation (en ampères). On a alors, en admettant 4,18 pour la valeur d'un joule en petites calories, la relation :

$$baq = \frac{ri^2}{4,18},$$

d'où l'on déduit la valeur de q.

Deux soudures thermoélectriques sont appliquées contre les bandes, du côté où n'arrive pas le rayonnement, et n'en sont séparées que par une très mince feuille de papier de soie. Elles sont reliées à un galvanomètre qui indique quand la compensation est établie.

Les bandes sont découpées à la machine à diviser dans une feuille ayant 1 à 2 microns d'épaisseur ; on les platine par électrolyse: on les enfume légèrement. On trouvera à ce sujet, dans le mémoire. des détails techniques ; on y verra également comment on vérifie la symétrie de l'appareil, comment on détermine les constantes et comment on tient compte de l'influence de la température sur la résistance.

M. Angström décrira ultérieurement le procédé employé pour la mesure délicate du pouvoir absorbant a (par l'étude de la diffusion . Il a trouvé que ce pouvoir absorbant augmente légèrement avec la longueur d'onde (tandis que le noir de fumée employé seul devient de plus en plus transparent dans l'infra-rouge), et dit qu'on peut admettre, sans erreur notable, la valeur 0,985 pour *toutes* les radiations du spectre solaire.

Les essais auxquels l'appareil a été soumis sont de deux sortes. M. Angström a mesuré, dans son laboratoire d'Upsal, le rayonnement de diverses sources : lampe à incandescence, lampe d'Hefner, etc...

---

(1) Cette méthode diffère de celle récemment employée par Kurlbaum [*Wied. Ann.*, LXV, p. 746 ; 1898 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 778 ; 1988], qui employait une seule bande métallique formant bolomètre, soumise *successivement* au rayonnement et au passage d'un courant connu.

D'autre part, il a établi un modèle très portatif (poids total, 7 kilogrammes) de son appareil, et l'a utilisé en faisant de nombreuses mesures du rayonnement solaire au cours de divers voyages, notamment au sommet du pic de Ténériffe. L'appareil s'est montré d'un emploi commode et rapide; ses indications concordent bien avec celles d'un autre appareil (pyrhéliomètre différentiel) que l'auteur avait réalisé antérieurement.

A. COTTON.

FERDINAND BERKENBUSCH. — Zur messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbesondere über die Temperatur der Bunsenflamme (Mesure de la température des flammes par les éléments thermo-électriques). — P. 649-667.

C'est l'indication d'une méthode nouvelle de mesure : dans les expériences ordinaires, la soudure thérmo-électrique perd de la chaleur par rayonnement et conductibilité; elle rayonne de la chaleur à travers les flammes et se trouve toujours à une température notablement inférieure à celle de la flamme. L'auteur maintient la soudure thermo-électrique à une température élevée, réglable à volonté; puis il l'introduit dans la flamme; si la température de la soudure ne varie pas, c'est qu'elle est égale à la température même de la flamme.

Pour maintenir la soudure à une température élevée, d'une façon constante, soit dans la flamme, soit en dehors de la flamme, l'auteur a recours à un échauffement électrique. Il fait passer dans le circuit dont fait partie la soudure un courant alternatif qui échauffe les fils, plus fins au voisinage de la soudure : la force électromotrice due à l'échauffement est mesurée par un galvanomètre placé sur une dérivation. Un dispositif très ingénieux permet de séparer les deux courants, l'un alternatif, l'autre continu, qui traversent la soudure : le circuit de l'alternatif contient en série un condensateur qui arrête le continu; d'autre part, la dérivation où l'on veut recueillir du continu seulement, pour la mesure de la force électromotrice thermo-électrique, contient une bobine de grande self-induction, qui arrête pratiquement l'alternatif.

La soudure est d'abord échauffée dans le vide; il faut pousser le vide assez loin pour que le résultat soit indépendant de la pression résiduelle (7 millièmes de millimètre de mercure environ avec l'air). On fait alors varier régulièrement l'intensité efficace du courant

alternatif, et l'on note chaque fois la valeur correspondante de la force électromotrice thermo-électrique; on construit ainsi une courbe.

On refait l'expérience en plongeant la soudure dans la flamme étudiée. On a de même une courbe, qui coupe la première en un point. Aux températures plus élevées que la flamme, celle-ci refroidit la soudure, et il faut un courant alternatif plus fort que dans le vide pour obtenir la même force thermo-électrique. C'est l'inverse aux températures plus basses. Le point d'intersection marque donc le point où la température de la soudure est la même que celle de la flamme.

Mathias CANTOR. — Ueber den Dampdruck coexistenter Phasen (Sur la tension de vapeur de phases coexistantes). — P. 649.

Si on mélange deux liquides susceptibles de se dissoudre l'un l'autre, on obtient deux dissolutions, de compositions différentes; quand on met en contact ces deux dissolutions, elles n'agissent pas l'une sur l'autre et forment deux phases coexistantes. Konowalow a énoncé le théorème suivant: Les vapeurs émises par ces deux phases ont une même tension et une même composition. Ce théorème, devenu classique, l'auteur se propose de démontrer qu'il n'est pas général. Il montre que ce théorème devient inexact lorsque des forces capillaires interviennent dans le système, soit que le mélange des liquides soit enfermé dans un tube très étroit, soit que la couche de l'un des liquides soit d'une épaisseur de l'ordre du rayon d'activité moléculaire. Mais l'auteur oublie que le théorème de Konowalow est démontré en parlant d'équations où n'entrent pas de termes relatifs aux actions capillaires; il n'est donc pas étonnant que ce théorème puisse devenir inexact, si on place le système dans des conditions où interviennent les actions de capillarité.

L. Marchis.

M. THIESEN. — Ueber die Spannung des gesättigten Wasserdampfes bei Temperaturen unter 0° (Sur les tensions de la vapeur d'eau saturée à des températures inférieures à 0°). — P. 690.

L'auteur déduit des formules de la thermodynanique une relation permettant de calculer la tension de vapeur de la glace au-dessous de zéro; il indique une formule empirique qui donne dans les mêmes conditions les tensions de l'eau liquide. L. Marchis.

A. GOLDHAMMER. — **Das Zeeman'sche Phänomen, die magnetische Circularpolarisation und die magnetische Doppelbrechung (Le phénomène de Zeeman, la polarisation rotatoire magnétique et la double réfraction magnétique). — P. 696-701.**

Comme M. Voigt, M. Goldhammer cherche à relier, par une théorie commune, le phénomène de Zeeman, et les autres phénomènes magnéto-optiques antérieurement connus, notamment celui de Faraday.

Dans le cas des corps isotropes non aimantés, M. Goldhammer admet les relations suivantes, fournies par la théorie électromagnétique :

$$2N^2 = \sqrt{D^2 + \frac{4T^2}{x^2}} + D, \qquad 2K^2 = \sqrt{D^2 + \frac{4T^2}{x^2}} - D,$$

reliant l'indice de réfraction N, le coefficient d'absorption K, à la constante diélectrique D et à la résistance électrique spécifique x, toutes ces quantités ayant la valeur correspondant à la période T. Les périodes des maxima d'absorption s'obtiendraient, dès lors, en cherchant les racines de l'équation obtenue en annulant la dérivée de K par rapport à T. Les valeurs trouvées donneraient également les périodes des maxima d'émission, d'après la règle de Kirchhoff.

Une cause quelconque, capable de modifier les valeurs de D ou de x [1], doit donc changer les valeurs de N et de K et, par suite, aussi les racines de l'équation précédente, c'est-à-dire la position et même, dans certains cas, le nombre des raies d'absorption.

Les recherches sur les phénomènes de Faraday nous apprennent que, *parallèlement* aux lignes de force d'un champ magnétique, il ne peut se propager que deux sortes de vibrations circulaires, de sens contraire, qui se propagent avec des vitesses différentes. Admettant ceci comme un fait, M. Goldhammer en déduit, *comme conséquence nécessaire*, que les raies d'absorption doivent être modifiées, et qu'il doit exister deux sortes de raies nouvelles, chacune des deux catégories n'absorbant que des vibrations circulaires d'une seule espèce ; c'est le phénomène de Zeeman par absorption, dans le cas où l'observation est faite parallèlement aux lignes de force.

[1] M. Goldhammer rappelle à ce sujet une expérience de Boltzmann, d'après laquelle la résistance d'un tube de Geissler augmente lors de l'aimantation (*Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 789 ; 1887).

Dans le cas où l'observation est faite *perpendiculairement* aux lignes de force, on ne connaît encore aucun phénomène général analogue à celui de Faraday. M. Goldhammer avait cependant été conduit à admettre, dès 1887, qu'un tel phénomène devait exister, et que le corps aimanté devait perdre son isotropie. Son existence étant admise, on peut en déduire, comme précédemment, le phénomène de Zeeman.

M. Goldhammer admet que cette biréfringence magnétique intervient dans l'explication d'une expérience que j'ai faite avec les flammes colorées par le sodium (1). Les expériences plus récentes (2) ont justifié cette façon de voir; cette biréfringence existe alors réellement. Mais on ne l'a pas encore mise en évidence dans le cas des corps transparents même doués d'un grand pouvoir rotatoire magnétique.

A. COTTON.

A. JAGER et ST. MEYER. — Die Magnetisirungszahl des Wassers (Le coefficient d'aimantation de l'eau). — P. 707.

La valeur de ce coefficient est déterminée par deux méthodes:

Première méthode. — Un tube de verre est suspendu à l'extrémité du fléau d'une balance ne contenant pas de fer, et il est placé dans un champ magnétique de telle façon que son extrémité inférieure fermée coïncide avec le centre *e* du champ. Le champ magnétique agissant, on équilibre le tube de verre, soit quand il est vide, soit quand il contient de l'eau.

Les auteurs ont trouvé comme moyenne du coefficient d'aimantation de l'eau :

$$\varkappa = -0{,}665 \times 10^{-6}.$$

Il ont, par la même méthode, mesuré le coefficient d'aimantation du $MnCl^2$ et du $FeCl^3$; ils ont trouvé :

$MnCl^2$	$\varkappa = + 28{,}8 \,.\, 10^{-6},$
$FeCl^3$	$\varkappa = + 47{,}47 \,.\, 10^{-6}.$

Deuxième méthode. — Un tube de verre étant placé dans un champ

(1) COTTON, *C. R.*, CXXVII, p. 953; 1898.

(2) VOIGT, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 345; 1899. — COTTON, *C. R.*, CXXVIII; 30 janvier 1899.

magnétique, on le remplit d'eau jusqu'à un certain niveau et on mesure le temps que cette eau met à s'écouler entre deux niveaux déterminés, lorsque le champ magnétique est actionné et lorsqu'il n'est pas actionné; le champ magnétique produit une force opposée à la pression hydrostatique.

De là les auteurs ont déduit :

$$x = -0,686 \times 10^6.$$

L. MARCHIS.

W. VOIGT. — Thermodynamisches zu den Wechselbeziehungen zwischen galvanismus und Warme (Etude thermodynamique des relations réciproques entre le galvanisme et la chaleur). — P. 717.

L'auteur étudie, au moyen des propriétés du potentiel thermodynamique, les propriétés d'un système de conducteurs anisotropes, homogènes ou hétérogènes, parcourus par des courants permanents. La méthode suivie est entièrement analogue à celle qu'a développée M. Duhem dans le tome I de son *Traité d'électricité* (p. 478 et suiv.). Les formules auxquelles parvient M. Voigt sont d'ailleurs identiques à celles qui avaient été obtenues par M. Riecke dans une étude analogue fondée sur des considérations cinétiques. Il y a toutefois une différence entre les deux théories en dehors des points de vue cinétique et énergétique; dans la théorie de M. Voigt, les forces électriques se présentent comme une conséquence directe de différences de température dans une chaîne fermée, tandis que, dans la théorie de M. Riecke, on suppose d'abord qu'il y a courant, et on en déduit indirectement les forces agissantes électriques. Le mémoire se termine par la théorie du phénomène de Hall.

L. MARCHIS.

G. JAUMANN. — Interferenz der Kathodenstrahlen (Interférence des rayons cathodiques). — P. 741.

Dans des mémoires antérieurs, l'auteur a développé cette idée que les rayons cathodiques sont des vibrations longitudinales de l'éther. Dans le présent travail, il confirme cette conception par des expériences du genre suivant :

Un tube à vide présente deux cathodes k_1, k_2, réunies entre elles par un fil k_1sk_2; on réunit un point s du fil de jonction à un point

d'un excitateur de Hertz; entre les deux cathodes, il se produit une surface brillante appelée surface interférentielle. Lorsqu'on maintient k_2s constant, si on diminue la longueur de k_2s, la surface interférentielle se déplace de la cathode k_2 vers k_1; pour un allongement plus grand, une nouvelle surface interférentielle naît sur k_2 et s'avance de k_2 vers k_1; on en obtient même une troisième. Entre les deux surfaces brillantes se produit évidemment un minimum; mais ce minimum n'est pas nettement accentué et ne forme pas de véritable surface interférentielle obscure.

Au lieu d'une surface interférentielle brillante entre les deux cathodes, l'auteur obtient aussi une surface interférentielle obscure en réunissant les deux cathodes aux deux extrémités de fils de Lecher, qui vibrent toujours en sens inverse l'un de l'autre. On déplace cette surface interférentielle obscure d'une cathode à l'autre en faisant varier la longueur des fils qui joignent les cathodes aux points vibrants.

Pour les recherches, le vide et l'excitateur sont tels que, si l'on met l'oscillateur en activité, le tube ne s'illumine que faiblement. En approchant ensuite du tube un bâton de verre électrisé par frottement, le tube s'illumine brusquement et continue de briller dans la suite.

Du déplacement de la surface interférentielle l'auteur tire la valeur de la longueur d'onde; et la durée de vibration étant donnée par l'excitateur de Hertz, on calcule la vitesse de rayons cathodiques; on obtient ainsi un nombre de l'ordre du 300me de la vitesse de la lumière; cette vitesse se rapportant à la pression sous laquelle opère M. Jaumann, pour un tube à vide plus parfait, la vitesse serait plus grande. Je renvoie au texte original pour les détails nombreux du mémoire.

R. SWYNGEDAUW.

F. MELDE. — Ueber die verschiedenen Methoden der Bestimmung der Schwingungszahlen sehr hoher Töne (Sur les diverses méthodes de mesure de la hauteur des sons très aigus). — P. 781-793.

M. Melde classe les méthodes de mesure de la hauteur en deux groupes, A, B.

Le groupe A comprend les deux méthodes *subjectives* où l'oreille est utilisée : savoir la *méthode directe*, où l'on cherche à apprécier directement les intervalles, et la méthode où on évalue à l'oreille la

hauteur des *sons de différence.* Ces deux procédés donnent des résultats tout à fait faux pour des sons très aigus.

Le groupe B comprend les méthodes *objectives*, c'est-à-dire les procédés d'inscription. M. Melde indique d'abord la méthode *graphique directe :* Sur un cylindre tournant avec une grande vitesse, on inscrirait les vibrations, et on compterait le nombre de ces vibrations inscrites *pendant un temps connu.* En recouvrant le cylindre d'une feuille de mica noirci, on pourrait étudier plus commodément au microscope, par transparence, les sinuosités de la courbe inscrite.

Dans les *méthodes graphiques de comparaison*, on inscrit deux sortes de vibrations de fréquences différentes. On peut chercher à les inscrire à la fois : c'était le but du « parallel vibrographe », employé en 1894 par l'auteur pour des sons très aigus. Mais il est plus pratique de les inscrire successivement, ce que fait maintenant M. Melde à l'aide d'un « vibrographe à pendule », où la lame de verre recevant l'inscription est mue par un pendule balistique.

La *photographie* peut rendre de très grands services dans ces méthodes d'inscription. Stein l'a employée en 1876 (1), et c'est au procédé de Stein que se rattache celui employé tout dernièrement par Appun (2).

Enfin M. Melde signale la *méthode de résonnance*, consistant à mettre en vibration, avec le corps à l'étudier, une verge sur laquelle on fait dessiner des nodales ; et pense que les *flammes sensibles* pourront peut-être servir à l'étude des sons très aigus.

A. Cotton.

Paul BREITENBACH. — Ueber die innere Reibung der Gase und deren Aenderung mit der Temperatur (Sur le frottement intérieur des gaz et sa variation avec la température). — P. 803.

1° L'auteur donne une littérature complète de la question ; le frottement intérieur des gaz a été mesuré soit au moyen du décrément logarithmique des oscillations de corps déterminés dans l'atmosphère du gaz étudié, soit en déterminant le temps néces-

---

(1) *Pogg. Ann.*, 159, p. 142.

(2) Appun, *J. de Phys.*, ce vol., p. 240 ; 1899. — M. Melde fait plusieurs critiques aux conclusions d'Appun, et lui demande, en particulier, à partir de quel point de l'embouchure il compte la *longueur* d'un sifflet.

saire pour qu'un certain volume de gaz s'écoule d'un tube capillaire;

2° C'est la seconde méthode qui est employée par l'auteur; son appareil, construit avec soin, est une modification d'un appareil analogue dû à E. Wiedemann (1). L'auteur applique pour le calcul du coefficient de frottement une formule due à O.-E. Meyer (2).

3° Les principaux résultats de ce travail sont :

(α) Le coefficient de frottement intérieur croît proportionnellement à une puissance de la température absolue, dont l'exposant pour les divers gaz est compris entre 0,6 et 1. On doit donc admettre que la sphère d'action d'une molécule diminue quand la température s'élève;

(β) Pour un même gaz, l'exposant dont est affectée la température absolue n'est pas constant, mais il diminue quand la température s'élève. Une telle diminution a même été observée aux basses températures;

(γ) Pour un mélange gazeux, le coefficient de frottement ne varie pas proportionnellement à la composition du mélange;

(δ) Le fait que les deux méthodes de mesure des coefficients de frottement interne, la méthode de la transpiration et la méthode des oscillations, ne donnent pas les mêmes résultats aux températures élevées, ne peut s'expliquer par un glissement du gaz sur la paroi de verre, glissement qui serait plus considérable aux températures élevées. L'auteur a en effet montré que ce coefficient de glissement croît très peu avec la température; ce coefficient a été calculé au moyen de certaines formules déduites des recherches théoriques de Kundt et Warburg sur la question.

L. MARCHIS.

M. ABRAHAM. — Ueber die Phase Hertz'sche Schwingungen (Sur la phase des vibrations hertziennes). — P. 836-845.

La vitesse des ondes est toujours constante et égale à v; mais il faut s'entendre. Étant donnée une perturbation concentrée à l'origine dans l'espace S, elle sera arrivée au bout du temps t sur une surface obtenue en prenant des longueurs vt sur toutes les normales menées

(1) Voir la description dans les Archives des Sciences Physiques et Naturelles de Genève, 2e série, t. 46, p. 278.

(2) *Pogg. Ann.*, 127, p. 269; 1866.

par les divers points de la surface qui limite S. Mais, si on considère la phase de la vibration en un point qui avoisine l'excitateur, on peut dire que cette phase se propage *avec une vitesse infinie* au début; sa vitesse diminue et tend asymptotiquement vers la vitesse normale à une distance infinie de l'excitateur.

C'est, en somme, l'application aux vibrations hertziennes des remarques de M. Gouy sur la propagation anomale des ondes lumineuses ou sonores (1).

E. ASCHKINASS. — Ueber die Wirkung electrischer Schwingungen auf benetzte Contacte metallischer Leiter (Sur l'action des oscillations électriques sur les contacts humides de conducteurs métalliques). — P. 842-845.

L'auteur a observé des accroissements de résistance sous l'influence d'oscillations électriques, quand les contacts employés étaient humectés avec de l'eau ou des acides étendus. Ce phénomène vient d'être décrit par M. Neugschwender (2). Mais M. Aschkinass, dont les observations étaient antérieures, n'est pas d'accord avec lui sur tous les points.

L'appareil employé a déjà été décrit ici (3); il se compose de deux petits fils de cuivre montés sur une machine à diviser qui permet d'en rapprocher convenablement les extrémités et formant l'une des branches d'un pont de Wheatstone.

Quand on réunit les deux petits morceaux de cuivre par une goutte d'eau, on a une résistance relativement faible, qui devient relativement grande lorsqu'on fait éclater des étincelles électriques dans le voisinage. Le phénomène persiste tant qu'il y a un peu de liquide entre les extrémités des fils, tandis que, d'après M. Neugschwender, on ne l'observait qu'à condition que le liquide soit assez évaporé pour n'être plus visible à l'œil nu.

L'expérience réussit d'ailleurs aussi avec la forme ordinaire du cohéreur. Un tube de verre contenant des grains de limaille de cuivre humectés par quelques gouttes d'eau présente une faible résistance normale et devient très résistant sous l'action des décharges, pour reprendre sa conductibilité initiale dès que ces décharges cessent.

---

(1) Gouy, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXIV, p. 145. — Brunhes, *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 5; 1896.

(2) Voir dans ce volume, p. 290.

(3) Voir dans ce volume, p. 52.

On peut évidemment donner à l'appareil, ici encore, une grande résistance au moyen d'une forte secousse; mais l'état qu'il prend alors est très instable, et, au bout de quelques secondes, il revient de lui-même à sa faible résistance normale. On ne peut donc pas réalililiser le phénomène ordinaire du cohéreur avec des limailles humides.

Si l'on s'est contenté de faire agir quelques étincelles seulement d'un oscillateur, le retour à la conductibilité normale se fait instantanément; si, au contraire, l'oscillateur a fonctionné un certain temps, le retour se fait attendre d'autant plus que l'influence a duré plus longtemps. Quand un même appareil est soumis à des essais répétés à de courts intervalles, il semble se fatiguer et exige des excitations de plus en plus fortes pour présenter l'augmentation de résistance.

Enfin le phénomène est beaucoup plus marqué quand le courant auxiliaire de mesure est intense. Peut-être la polarisation joue-t-elle ici un rôle important.

H. BAGARD.

C. DIETERICI. — Ueber die Dampfdrucke verdünnter wasseriger Lösungen bei 0° C. (Sur les tensions de vapeur des dissolutions aqueuses étendues à 0° C.). — P. 859.

Pour répondre à certaines objections faites par Abbegg, l'auteur décrit un nouveau modèle de son appareil; il le réduit de longueur pour obtenir un état d'équilibre plus rapide. Le mémoire se termine par la détermination de la sensibilité du nouvel appareil au moyen de dissolutions de concentrations connues.

L. MARCHIS.

G. TAMMANN. — Ueber die Aenderung der Schmelzwärme auf der Schmelzdruckcurve (Sur la variation de la chaleur de fusion le long de la courbe de fusion). — P. 871.

L'auteur discute les opinions de ceux qui s'obstinent à rechercher une continuité entre l'état liquide et l'état solide. Il critique une expérience de Heydweiller sur le menthol, expérience qui a été décrite dans ce *Journal;* M. Tammann a répété cette expérience dans des conditions un peu différentes et n'a pas retrouvé le phénomène du passage continu de l'état solide à l'état liquide.

L. MARCHIS.

TABLE DES MATIÈRES.

JUILLET 1899.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DE[illegible]

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — AOUT 1899.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

…s **réclamations** doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LA MESURE ABSOLUE DU TEMPS, DÉDUITE DES LOIS DE L'ATTRACTION UNIVERSELLE ;

Par M. G. LIPPMANN.

1. Quoique l'on se serve fréquemment des mesures absolues, en physique on paraît n'en avoir jamais donné de définitions générales. Commençons par donner cette définition.

Les mesures dites *absolues* sont ainsi nommées par opposition aux mesures arbitraires, seules autrefois employées en physique. Mesurer une grandeur en valeur arbitraire, c'est prendre le rapport de cette grandeur à une grandeur de même espèce arbitrairement choisie pour unité. Mesurer une grandeur en valeur absolue, c'est calculer sa valeur en fonction des paramètres qui la déterminent et qui sont d'une autre nature que la grandeur à mesurer; en d'autres termes, la valeur absolue d'une grandeur x est donnée par une équation :

$$x = f(\alpha, \beta, \gamma, \ldots),$$

dont le second membre ne contient aucun coefficient arbitraire et ne dépend que des paramètres α, β, γ, ..., qui sont d'une autre nature que x.

C'est ainsi que l'aire d'un rectangle est déterminée si l'on se donne deux paramètres linéaires α, β, hauteur et base du rectangle ; de même, une force est déterminée si l'on se donne une masse m et l'accélération $\frac{d^2x}{dt^2}$ que la force lui imprime. Les produits $\alpha\beta$ et $m\frac{d^2x}{dt^2}$ sont les mesures absolues de l'aire et de la force.

2. L'unité de temps en usage, la seconde, ne fournit qu'une mesure arbitraire du temps, car la durée du phénomène à mesurer n'est pas déterminée par la durée du mouvement diurne de la terre. Si l'on donne, par exemple, la durée de la révolution d'un satellite de Jupiter en secondes, on ne fait qu'indiquer le rapport des durées de deux phénomènes indépendants l'un de l'autre, la révolution du satellite et la rotation de la terre ; et le rapport de deux grandeurs indépendantes l'une de l'autre est une mesure arbitraire.

Pour mesurer en valeur absolue la durée d'un phénomène dû à l'attraction universelle, il suffit de prendre égal à l'unité le coefficient de l'attraction newtonienne, c'est-à-dire de ne pas écrire ce

coefficient ; on le supprime fréquemment dans les calculs analytiques, afin de simplifier l'écriture, sauf à le rétablir quand on passe aux calculs numériques. Il est utile d'en maintenir la suppression dans les calculs numériques ; le temps se trouve dès lors mesuré en valeur absolue, en fonction d'une unité dont la grandeur concrète est parfaitement déterminée [1].

On démontre cette proposition en établissant la relation qui existe entre la valeur numérique de la constante newtonienne et la grandeur concrète de l'unité de temps. Cette relation est la suivante : *La valeur numérique de la constante newtonienne est indépendante du choix des unités de longueur et de masse ; elle dépend uniquement du choix de l'unité de temps. Inversement, la grandeur de l'intervalle de temps pris pour unité est déterminée sans ambiguïté quand on se donne la valeur numérique de la constante newtonienne qui lui correspond.* Cet énoncé suppose que l'on prenne, comme d'ordinaire, la masse 1 égale au produit du volume par la densité, l'unité de volume étant le volume d'un cube qui a l'unité de longueur pour côté, l'unité de densité étant celle d'une substance type telle que l'eau.

En désignant par k^2 la constante newtonienne, on a les relations connues :

$$F = k^2 \frac{Mm}{r^2}, \tag{1}$$

$$F = m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \tag{2}$$

F étant la force qui s'exerce entre deux masses M et m, séparées par la distance r, $\frac{\partial^2 x}{\partial t^2}$ étant l'accélération, et t le temps exprimé en fonction d'une unité quelconque. En égalant ces deux expressions de la force F, il vient :

$$k^2 = \frac{r^2 \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}}{M}.$$

Cette expression de k^2 est du degré zéro par rapport aux longueurs ; car, r et x étant des longueurs, le numérateur est du troisième degré par rapport aux longueurs, et il en est de même du dénominateur, car l'unité de masse varie comme l'unité de volume ;

(1) Cette unité de temps absolue exprimée en temps moyen vaut 3862 secondes ou $1^h\,4^m\,22^s$.

k^2 est donc indépendant du choix des unités de longueur et de masse. D'ailleurs, on voit que k^2 est du degré — 2 par rapport au temps ; donc la valeur numérique de k est proportionnelle à la grandeur de l'unité de temps.

Comme exemple de ce qui précède, supposons d'abord que l'on emploie le système C. G. S. L'expérience donne $k = \frac{1}{3862}$. Remplaçons ensuite le centimètre par le mètre, et le gramme par la tonne; la valeur numérique de k ne change pas. Il y a donc un intervalle de temps, et un seul, qui donne $k = \frac{1}{3862}$: c'est celui que nous appelons la *seconde*. Ledit intervalle de temps est donc complètement défini par le nombre $\frac{1}{3862}$, bien que ce nombre ne soit pas défini comme le rapport de la seconde à un autre intervalle de temps arbitrairement choisi pour unité. En d'autres termes, imaginons qu'un observateur se soit transporté en un lieu où il ne puisse plus observer le mouvement diurne, qu'il n'ait emporté ni chronomètre réglé, ni même un exemplaire du mètre, mais qu'il ait eu la précaution de noter le nombre $\frac{1}{3862}$ et d'emporter une bouteille d'eau ; il ne lui en faudra pas plus pour reconstituer la seconde.

Il résulte de la proposition démontrée plus haut que, parmi tous les intervalles de temps qu'il est possible de prendre pour unité, il y en a un, et un seul, qui permet de trouver $k = 1$. Supposons-le adopté et appelons θ l'expression du temps ainsi mesuré. Les relations (1) et (2) sont remplacées par les relations plus simples :

$$F = \frac{Mm}{r^2}, \tag{3}$$

$$F = m\frac{\partial^2 x}{\partial \theta^2}. \tag{4}$$

On peut donner des résultats précédents une seconde démonstration, qui a peut-être le défaut d'être trop brève, et qui est la suivante : Étant donné le système des relations (1) et (2), où l'unité de temps est quelconque, effectuons un changement d'unité de temps défini par l'équation :

$$kt = \theta, \tag{5}$$

θ étant l'expression du temps en fonction de la nouvelle unité. On

obtient les relations (3) et (4) qui ne contiennent plus k. D'autre part, l'équation (5) exprime que k est la valeur numérique de l'ancienne unité en fonction de la nouvelle, c'est-à-dire de l'unité qui donne pour la constante newtonienne la valeur numérique 1. Exemple, dans le cas de la seconde, $k = \frac{1}{3862}$; donc la seconde vaut $\frac{1}{3862}$ de l'unité absolue.

Il est remarquable que le système des équations (2) et (3) se trouve déterminer par leur seule forme une grandeur concrète, celle de l'unité de temps. C'est ainsi que la base des logarithmes dits *naturels* est définie analytiquement et non choisie *a priori*. Pour définir les logarithmes vulgaires, à base arbitraire, il faut introduire un coefficient, un module, qui est le logarithme naturel de la base arbitraire. De même, dans le problème qui nous occupe, pour rendre l'unité de temps arbitraire, il faut introduire un coefficient k qui est la mesure en valeur absolue de l'unité de temps arbitraire que l'on veut employer. Il est donc permis, par analogie, d'appeler *heure naturelle* l'intervalle de temps qui, pris pour unité, fournit le système des équations (3) et (4). Nous disons heure naturelle, parce que cette unité est voisine de l'heure vulgaire.

3. On peut donner de cette unité de temps plusieurs définitions physiques, en appliquant sa définition analytique à une série de cas particuliers. Supposons, par exemple, un point matériel gravitant autour d'une masse M en décrivant une orbite circulaire de rayon a pendant le temps Θ; on a $\Theta = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{M}}$. Si M est la masse d'un cube d'eau qui aurait a pour côté, le radical devient égal à 1; le point matériel est, dans ce cas, l'aiguille d'une horloge absolue; il décrit un arc égal au rayon pendant chaque unité de temps. Il suffit, d'ailleurs, de connaître M et a pour en déduire Θ; d'une manière générale, tout phénomène de gravitation, dont la durée est calculable au moyen des équations (2) et (3), fournit la mesure absolue d'un intervalle de temps.

Il en est ainsi, en particulier, des oscillations d'un pendule de longueur réduite l. On a, pour la durée d'oscillations, $\Theta = 2\pi\sqrt{\frac{l}{\gamma}}$; γ intensité de la pesanteur, est égal à $\frac{a^2}{M}$; M est la masse de la Terre; et a son rayon. M est égal à $\frac{4}{3}\pi a^3 \times 5{,}5$; 5,5 étant la densité de la Terre;

d'où :

$$\Theta = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\frac{4}{3}\pi \,.\, 5{,}5} \times \frac{l}{a}}.$$

On obtient ainsi la durée absolue d'oscillation en fonction de la longueur du pendule, par le seul calcul ; on sait que la longueur du pendule à secondes n'est déterminable que par l'expérience.

Veut-on calculer la longueur du pendule qui exécuterait 3600 oscillations pendant une heure naturelle ? Il suffit de résoudre, par rapport à l, l'équation :

$$\frac{1}{3600} = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\frac{4}{3}\pi\, 5{,}5}\,\frac{l}{a}}.$$

On trouve, pour Paris [1], $l = 1^{m},02960$.

Bien que l'on puisse ainsi graduer le pendule en valeur absolue et, par conséquent, à la rigueur, se passer de la seconde de temps moyen, il est évidemment préférable de conserver la seconde comme étalon de temps, tout en employant l'unité absolue dans les calculs. Le coefficient de réduction est égal à $\frac{1}{3862}$. On a l'avantage ainsi de pouvoir se servir des horloges en usage, réglées sur le mouvement du Ciel.

Il reste à indiquer sommairement comment on peut déterminer la valeur de k relative à la seconde. D'abord k est la racine carrée de la constante de l'attraction newtonienne, déterminée par plusieurs auteurs. De plus, l'analyse précédente fait ressortir une propriété de k qui peut servir à déterminer ce nombre d'une autre manière. Calculons la durée d'un mouvement dû à l'attraction newtonienne, oscillation d'un pendule, déplacement d'un astre, etc., en supprimant dans ce calcul la constante newtonienne ; puis divisons le résultat de ce calcul par la durée du même phénomène observée en secondes. Le quotient doit être égal à k.

Ainsi, en appelant M la masse du soleil, a la moyenne distance de la terre, on a pour durée calculée de l'année sidérale :

$$\Theta = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{M}}.$$

(1) J'ai fait abstraction, dans les formules données dans le texte, des petites corrections dues à la latitude et à la force centrifuge du mouvement diurne.

Le quotient de Θ par les durées de l'année sidérale observée en secondes est $\frac{1}{3862}$, les nombres étant ceux de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*.

De même, en calculant la durée d'une oscillation du pendule à seconde à l'aide de la formule donnée plus haut :

$$\Theta = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\frac{4}{3}\pi . 5,5} \frac{l}{a}},$$

et en divisant Θ par la durée observée en secondes (deux secondes) d'une oscillation double corrigée de l'influence de la force centrifuge du mouvement diurne, on retrouve le même quotient $\frac{1}{3862}$. En réalité, le résultat n'est pas identique; mais la différence numérique ne porte que sur les décimales qui suivent la partie entière 3862.

En opérant de même sur la Lune, on trouve $\frac{1}{3864}$; la divergence est appréciable; c'est qu'en effet la formule employée, qui est celle des lois de Kepler, n'est plus suffisamment exacte dans le cas de la Lune.

On peut donc vérifier sous cette forme l'exactitude d'une formule : la valeur qu'elle fournit pour k doit être exacte; c'est une manière de vérifier la concordance de l'observation et du calcul.

4. En résumé, pour mesurer le temps en valeur absolue, il suffit de prendre la constante de l'attraction newtonienne égale à 1, c'est-à-dire de ne pas écrire ce coefficient. L'unité de temps alors mise en usage est entièrement déterminée et indépendante du choix de l'unité de longueur. La seconde de temps moyen est $\frac{1}{3862}$ de cette unité de temps absolue.

Les équations (3) et (4) déterminent à la fois l'unité de temps et l'unité de force. Cette dernière dépend du choix de l'unité de longueur; elle est égale à l'attraction de l'unité de masse sur l'unité de masse à l'unité de distance. On peut dire également qu'elle est égale au poids de l'unité de masse à la surface d'une planète qui aurait l'unité de masse et l'unité de rayon.

Enfin l'on peut remarquer que, si l'on faisait usage du système précédent, les quantités électriques électrostatiques auraient des

formules de dimension très simples : la masse, le potentiel, le champ, etc., électrostatiques auraient même dimension que la masse, le potentiel, le champ newtoniens.

LA CONSTANTE a DES DIAMÈTRES RECTILIGNES ET LES LOIS DES ÉTATS CORRESPONDANTS ;

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. — Soit un corps possédant un diamètre rectiligne (1) ; la quantité a dont la *constance* est nécessaire et suffisante pour que les lois des états correspondants s'appliquent au diamètre est donnée par :

$$a = \frac{\Theta}{\Delta} \operatorname{tang} \alpha, \quad (1)$$

Θ et Δ étant la température absolue et la densité critiques, — tang α le coefficient angulaire du diamètre. Pour avoir a et par surcroît Δ, *il n'est pas nécessaire de pouvoir tracer la courbe des densités, c'est-à-dire d'avoir fait une étude complète des deux densités ;* il suffit d'avoir le sommet K de la courbe des densités et l'angle α. On y arrive, connaissant : 1° *deux* ou plusieurs densités de liquide à des températures inférieures ou égales au point d'ébullition normale (2) ; 2° la température critique ; 3° la densité de vapeur du corps considéré ; 4° la marche approximative de la tension de vapeur avec la température.

A la densité de liquide δ relative à la température $T = 273 + t$ correspond la densité de vapeur saturée δ' ; *cette densité, si petite qu'elle soit par rapport à* δ, *n'est jamais négligeable dans le calcul exact de tang* α. On la calculera par l'application des lois de Mariotte et de Gay-Lussac (3).

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 53 ; t. II, p. 5 et 224 ; 1892-1893.

(2) Ce sont précisément les densités de liquide déterminées à la façon ordinaire — *sous la pression de l'atmosphère* — et qui, par conséquent, se rapportent à un liquide légèrement comprimé ; mais la légère erreur par excès qui en résulte est tout à fait négligeable pour le but à atteindre ici.

(3) Si l'on multiplie cette densité théorique par le rapport k de la densité de vapeur saturée *réelle* à la densité *théorique*, rapport déterminé par les belles expériences du professeur S. Young [Voir *Generalisations of Van der Waals* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXII, p. 174, table XVII)], l'incertitude du calcul de δ'

Soient δ_1 et δ_1', δ_2 et δ'_2, δ_3 et δ'_3, ..., les couples de densités relatifs aux températures t_1, t_2, t_3, ... ; la loi du diamètre rectiligne s'écrit:

$$(2)\quad \frac{(\delta_1 + \delta_1') - (\delta_2 + \delta_2')}{2(t_2 - t_1)} = \frac{(\delta_2 + \delta_2') - (\delta_3 + \delta_3')}{2(t_3 - t_2)} = \ldots = \operatorname{tang} \alpha.$$

Les rapports égaux (2) ne sont autre chose que l'expression du coefficient angulaire des différents segments du diamètre rectiligne, lesquels doivent donner des valeurs sensiblement identiques de tang α. Cette quantité étant connue, l'équation (1), d'une part, et l'équation du diamètre rectiligne :

$$\frac{\delta + \delta'}{2\Delta} = 1 + a(1 - m) = 1 + a\,\frac{t_c - t}{\Theta}$$

constituent deux équations à deux inconnues a et Δ ; la résolution donne :

$$(3)\quad a = \frac{\Theta}{\dfrac{\delta_1 + \delta_1'}{2\operatorname{tang}\alpha} - (t_c - t_1)} = \frac{\Theta}{\dfrac{\delta_2 + \delta_2'}{2\operatorname{tang}\alpha} - (t_c - t_2)} = \ldots$$

Le dénominateur de a est un véritable invariant dont la signification géométrique est simple *et dont chaque point du diamètre rectiligne donne une valeur indépendante*. Il en est de même de a et de Δ,

---

sera réduite à fort peu de chose. On a donc plus exactement :

$$\delta' = \frac{0.0012932 \times 273 \times \delta_0}{T}\,\frac{p}{76} \cdot k.$$

On n'aura guère, dans la pratique, à utiliser k que pour les températures *réduites* m comprises entre 0,55 et 0,65. Pour $m < 0{,}55$, k est trop voisin de 1 pour qu'il soit utile de faire la correction ; et pour $m > 0{,}65$ la pression de vapeur saturée f est généralement supérieure à l'atmosphère. Cependant, pour plus de commodité, le tableau suivant obtenu par interpolation graphique des nombres de M. S. Young relatifs au fluorure de benzène donne k jusqu'à $m = 0{,}75$.

m	k	m	k	m	k
$m = 0{,}50$	$k = 1{,}000$	$m = 0{,}59$	$k = 1{,}008$	$m = 0{,}63$	$k = 1{,}022$
0,53	1,002	0,60	1,011	0,64	1,029
0,55	1,0035	0,61	1,014	0,65	1,035
0,57	1,005	0,62	1,018	0,66	1,042

m	k	m	k
$m = 0{,}67$	$k = 1{,}050$	$m = 0{,}71$	$k = 1{,}082$
0,68	1,058	0,72	1,093
0,69	1,065	0,73	1,102
0,70	1,073	0,74	1,115
		0,75	1,128

r, a étant connu, Δ est donné par :

$$(4) \qquad \Delta = \frac{1}{2} \frac{\delta_1 + \delta_1'}{1 + a \frac{t_c - t_1}{\Theta}} = \frac{1}{2} \frac{\delta_2 + \delta_2'}{1 + a \frac{t_c - t_2}{\Theta}} = \ldots$$

On constate successivement la constance de tang α, a et Δ. Voici vérification dans le cas du chlore, étudié par R. Knietsch :

t	δ	δ' (calc.)	$\frac{\delta + \delta'}{2}$	$\frac{\delta + \delta'}{2}$ (calc.)
— 80°	1,6602	0,00037	0,83028	admis
— 75	1,6490	52	0,82476	0,82490
— 70	1,6382	68	0,81944	0,81952
— 65	1,6273	88	0,81409	0,81415
— 60	1,6167	0,00117	0,80893	0,80877
— 55	1,6055	152	0,80351	0,80339
— 50	1,5945	185	0,79817	0,79801
— 45	1,5830	224	0,79262	0,79263
— 40	1,5720	270	0,78735	0,78726
— 35	1,5598 [1]	350	0,78165	0,78188
— 30	1,5485	449	0,77650	admis

es nombres de la dernière colonne ont été calculés par la formule :

$$\frac{\delta + \delta'}{2} = 0{,}83028 - 0{,}0010758\,(t + 80).$$

a donc :

$$\text{tang}\,\alpha = 0{,}0010758.$$

constance de a et de Δ ressort du tableau suivant :

t	$\frac{\delta + \delta'}{2\,\text{tang}\,\alpha} - (t_c - t)$	$a = \frac{\Theta}{\frac{\delta + \delta'}{2\,\text{tang}\,\alpha} - (t_c - t)}$	$\Delta = \frac{1}{2} \frac{\delta + \delta'}{1 + a \frac{t_c - t}{\Theta}}$
— 80°	545,92	0,7675	0,58718
75	545,79	0,7677	0,58711
— 70	545,84	0,7676	0,58713
— 65	545,87	0,7676	0,58715
— 60	546,07	0,7673	0,58729
— 55	546,03	0,7674	0,58728
— 50	546,07	0,7673	0,58730
— 45	545,91	0,7675	0,58717
— 40	546,01	0,7674	0,58727
— 35	545,71	0,7678	0,58702
— 30	545,92	0,7675	0,58719
		moy. = 0,7675	moy. = 0,58719

[1] ans le mémoire original, il y a eu, à peu près sûrement, transposition des erniers chiffres, probablement par la faute du compositeur.

L'exemple précédent prouve que a peut être très différent de l'unité. La vérification des équations (2), (3), (4) est un critérium extrêmement sensible de la précision avec laquelle ont été mesurées les densités de liquide δ ; pour que cette vérification soit possible, il faut évidemment que les densités utilisées se rapportent au même échantillon du corps ; on ne pourra pas, en général, utiliser des mesures de densités faites par des expérimentateurs différents ; l'inconvénient est moindre en ce qui concerne la température critique.

L'application des formules précédentes à un certain nombre de corps montre que *les corps simples gazeux* (*oxygène*, *azote*, *chlore*, *brome*) *sont en général ceux qui présentent les plus petites valeurs de a* (1).

Pour le chlore et le brome, ces valeurs sont presque exactement proportionnelles aux températures critiques absolues ; pour l'oxygène et l'azote, qui ne sont pas chimiquement comparables, la proportionnalité est simplement approchée.

Les calculs faits jusqu'ici montrent que a varie depuis 0,68 (azote) jusqu'à 1,09 (propionate d'éthyle) ; cette grande variabilité prouve que *les lois des états correspondants ne s'appliquent pas rigoureusement aux diamètres rectilignes* (2) ; elle prouve aussi le manque de

(1) On a : pour l'azote $a = 0{,}6813$; pour l'oxygène, $a = 0{,}8043$; pour le chlore, $a = 0{,}7675$, pour le brome, $a = 0{,}8965$.

(2) Si les lois des états correspondants ne s'appliquent pas à tous les diamètres rectilignes *pris en bloc*, peut-on, ainsi que je l'ai proposé, former des *groupes* caractérisés par une valeur quasi-constante de a et dans l'intérieur desquels s'appliquerait le théorème de Van der Waals ? De tels groupes devraient, ce semble, comprendre nécessairement les *séries homologues* de la chimie organique. Si l'on étudie la valeur de a dans de pareilles séries, on constate, comme MM. S. Young et Thomas l'ont remarqué les premiers, que a croît avec le poids de la molécule, mais dépend en même temps de la constitution de celle-ci. Ainsi des corps isomères n'ont pas la même valeur de a en général ; de deux isomères, l'un *normal*, l'autre non normal : le premier a un a plus grand que le second. A ce point de vue on peut dire que, dans une certaine mesure, a suit à peu près les fluctuations du point d'ébullition normale et, par suite, d'après la loi empirique de Pawlewski, les mêmes fluctuations que la température critique.

D'autre part, les exemples du valérianate d'éthyle et du décane normal portent à penser que a ne croît pas indéfiniment avec le poids de la molécule, dans une même série homologue, et qu'il y a peut-être, à un certain moment, *rétrogradation* de cette quantité.

Il résulte de ce qui précède que, dans l'intérieur des séries homologues de la chimie organique, a n'est pas constant, même pour des séries de corps *normaux* ; par conséquent, *les groupes devront simplement être définis par la condition que a varie le moins possible et oscille autour d'une valeur moyenne qui caractérisera le groupe.*

Dans ces conditions, la formation des groupes comporte nécessairement un assez grand degré d'arbitraire.

généralité de la formule de Thorpe et Rücker) (¹) que l'on doit considérer comme résultant de la combinaison de la loi du diamètre rectiligne avec l'hypothèse $a = 1$ ou voisin de 1, la température étant assez basse pour qu'on puisse négliger la densité de la vapeur saturée devant celle du liquide.

Cependant il convient de remarquer que, dans la formule du diamètre rectiligne, a est multiplié par $1 - m$; au voisinage immédiat de la température critique, $1 - m$ est petit par rapport à l'unité ; donc les variations de a ont d'autant moins d'importance, pour différents corps considérés à des températures correspondantes, que m est plus voisin de 1.

Pratiquement, sinon théoriquement, les différents diamètres rectilignes seront comparables au voisinage de la température critique ; cette comparabilité sera limitée à un intervalle d'autant plus grand que les valeurs de a seront moins différentes.

§ 2. — Si l'on se rappelle que les expériences de M. S. Young (²) prouvent qu'aux températures correspondantes le théorème de Van der Waals s'applique presque parfaitement aux densités de liquide, mais beaucoup moins bien aux vapeurs saturées, on en déduira que, si l'on fait coïncider par le procédé de M. Amagat (³) les branches des courbes des densités relatives aux liquides, les diamètres rectilignes ne coïncidant pas en général, les branches relatives aux vapeurs saturées ne coïncideront pas non plus rigoureusement, sauf au voisinage immédiat de la température critique, *la comparabilité d'un corps relativement aux lois des états correspondants dépendant essentiellement de l'état de la matière dans lequel se trouve ce corps.*

Quelque parfaites que paraissent les coïncidences de courbes obtenues par M. Amagat, dans le travail cité plus haut ; quelque intérêt qu'elles présentent au point de vue didactique, pour montrer aux yeux le schéma le plus saisissant des idées de correspondance introduites dans la science par le génie de Van der Waals, il faut donc n'accepter que sous réserve les déductions que l'on peut tirer de la superposition de ces courbes *supposée parfaite.*

Ainsi la détermination des constantes critiques, donnée par M. Amagat comme conséquence de sa démonstration du théorème de

---

(¹) *Trans. Chem. Soc.*, t. CXXXV ; 1884.

(²) S. Young, *Generalisations of Van der Waals* (*Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XXXIII, p. 153 ; tableaux XIII et XV, 1892).

(³) E.-H. Amagat, *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 5 ; 1897.

M. Van der Waals, suppose : 1° l'exactitude des constantes critiques de l'acide carbonique ; 2° la superposition supposée parfaite des réseaux. On peut tenir pour exactes, à un haut degré d'approximation, les constantes critiques de l'acide carbonique ; mais la seconde supposition n'est pas admissible, *la superposition des réseaux ne pouvant être en toute rigueur qu'une approximation*. Il suit de là que la méthode *peut* fournir des constantes critiques erronées.

Le tableau suivant reproduit les constantes déterminées ainsi :

	Acide carbonique	Éthylène	Éther	Air
Température critique.......	31°,35	8°,8	195°	— 140°,7
Pression critique...........	72atm,9	48atm,5	36atm,5	35atm,9
Densité critique............	0,464	0,212	0,253	0,344

Tandis que la densité critique de l'éthylène est pour ainsi dire identique à celle que M. Cailletet et moi donnions dès 1886, *la densité critique* 0,253 *trouvée par M. Amagat pour l'éther est tout à fait inacceptable*. En effet, les expériences si précises de M. S. Young fournissent, par la méthode du diamètre rectiligne, *aussi bien que par les températures correspondantes et par les pressions correspondantes* ([1]), le nombre 0,2631. D'autre part, les expériences d'Avénarius montrent que les deux premiers chiffres significatifs de Δ sont bien 0,26 ; on voit donc que le nombre 0,253 est erroné d'environ 4 0/0 par défaut.

Si l'on remarque que la détermination des constantes critiques par la superposition des réseaux d'isothermes utilise un nombre énorme d'expériences faites dans des conditions très diverses de températures et de pressions, qu'on est maître de chercher la coïncidence la plus satisfaisante, etc. ; si on joint à cela l'habileté expérimentale consommée de M. Amagat, il ne paraîtra pas excessif de demander au résultat attendu une précision plus grande que celle des expériences isolées, le *millième* par exemple. Au lieu de cela, une discussion attentive montre ([2]), au milieu de résultats exacts, des erreurs tantôt par excès, tantôt par défaut, *atteignant plusieurs centièmes*, sans qu'il y ait aucune règle apparente dans la répartition de ces erreurs.

On peut se demander, pour expliquer ces faits, si le choix de

---

([1]) E. MATHIAS, *Sur la densité critique* (*J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 5 ; 1893).

([2]) Voir le mémoire détaillé inséré dans les *Mémoires de la Société royale des Sciences de Liège*, pour 1899.

l'acide carbonique comme corps de comparaison a été heureux. Le tableau des valeurs de a montre qu'au point de vue des densités un seul corps ne saurait convenir. La constante $a = 0{,}838$ de l'acide carbonique est beaucoup plus faible que celle de la plupart des corps organiques ; à ce point de vue, l'acide carbonique n'est pas très comparable à l'éther ; mais il est encore moins comparable à l'éthylène, pour lequel $a = 1{,}060$. Cependant M. Amagat a trouvé pour la densité critique de l'éthylène un nombre correct, tandis qu'il a trouvé un nombre trop faible pour l'éther.

Le choix de l'acide carbonique comme corps de comparaison n'est donc pas une explication suffisante (1).

La cause d'erreur est donc dans la méthode elle-même, qui suppose rigoureuse la superposition des réseaux, alors que celle-ci est théoriquement impossible. On ne peut pratiquement obtenir qu'une superposition plus ou moins satisfaisante à l'œil, *mais qui n'est jamais qu'une superposition apparente.*

MESURES SUR LE MICROPHONE (2) ;

Par M. J. CAURO.

Ayant entrepris, il y a quelques années, une série de recherches concernant le mécanisme du phénomène microphonique, j'ai constaté que les éléments précis de cette étude manquaient et que l'ordre de grandeur de la plupart des quantités en jeu était même inconnu. J'ai été naturellement conduit à faire un travail d'ensemble, portant sur la mesure des divers éléments qui interviennent dans la transmission du son.

Lorsque l'onde sonore frappe la planchette d'un microphone qui se trouve dans un circuit comprenant une pile et le primaire d'une bobine, il se produit une variation de la résistance des contacts microphoniques, qui se traduit par une variation du courant pri-

(1) On pourrait, à d'autres points de vue, retrouver la même difficulté. Ainsi, au point de vue de la comparaison des chaleurs de vaporisation, *l'acide carbonique n'est pas dans le même groupe que l'éther*, groupe qui renferme un grand nombre de corps organiques dérivés des carbures ou des acides. Voir DARZENS, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 726 ; — et *C. R.*, t. CXXIV, p. 610 ; 1897.

(2) Cet article est le résumé d'un travail plus important paru dans *l'Éclairage Electrique*, année 1899, nos 21, 22, 24.

maire i. Celui-ci devient :

$$i' = i(1 + \alpha + \beta),$$

α est une variation continue, β une variation alternative de même période T que le son :

$$\frac{1}{T}\int_0^T \beta dt = 0.$$

A cette variation du courant primaire correspond dans le secondaire de la bobine une force électromotrice E, qui produit un courant alternatif dans le circuit secondaire ; celui-ci comprend, outre la bobine, les téléphones au départ, la ligne, les téléphones et une bobine à l'arrivée. Dans mes expériences, la ligne était remplacée par une ligne artificielle du système de Branville et Anizan.

J'ai mesuré successivement :

Dans le circuit primaire:

La variation moyenne $pi = \alpha i$ de l'intensité du courant ;

La partie efficace qi de la variation alternative de l'intensité définie par :

$$q^2 i^2 = \frac{i^2}{T}\int_0^T \beta^2 dt.$$

Dans le circuit secondaire :

La force électromotrice E induite dans la bobine en circuit ouvert ;

L'intensité I du courant qui actionne les téléphones à l'arrivée ;

La différence de potentiel efficace O aux bornes du téléphone récepteur et l'énergie électrique W absorbée dans le téléphone.

J'ai cherché comment ces quantités variaient avec la période et avec l'amplitude du son.

Le microphone était du système d'Arsonval à réglage magnétique: les charbons verticaux portent une chemise en fer sur laquelle agit un aimant qu'on approche ou qu'on éloigne au moyen d'une vis. On a ainsi un appareil dont on peut faire varier la sensibilité. Le récepteur était soit un téléphone d'Arsonval à aimant annulaire, soit un téléphone Aubry dont l'électro-aimant est porté par une petite membrane mobile, soit un téléphone Ochorowicz.

Je me plaçais chaque fois dans le cas du son le plus fort, susceptible d'être transmis sans crachements, ce qui est facilité par ce fait que le phénomène des crachements fait varier brusquement

toutes les quantités qui interviennent; puis dans le cas d'un son que l'on pouvait entendre dans le téléphone par l'intermédiaire de l'air; enfin dans le cas du son le plus faible perceptible.

J'ai retrouvé toujours les mêmes résultats; seulement j'avais soin d'attendre que l'état permanent fût établi, afin d'éliminer les phénomènes variables dus aux extra-courants et aux effets thermo-électriques. A cause de cela, il y a peut-être une différence entre la transmission des sons musicaux et la transmission de la parole articulée, dont le mécanisme, d'après les théories admises, se compose de l'émission d'une série de sons musicaux complexes, correspondant aux voyelles, séparés par la fermeture plus ou moins complète de l'orifice générateur, correspondant aux consonnes. On s'explique ainsi ce fait, que la perception de la parole articulée est plus facile que celle d'un son musical.

Je me suis borné à l'étude des sons musicaux. Voici les conclusions auxquelles je suis arrivé :

La fraction efficace q de la variation alternative de l'intensité du courant primaire est indépendante de celui-ci et est inférieure à $\frac{1}{3}$ pour les sons les plus forts. Elle est à peu près proportionnelle à l'amplitude A de la vibration sonore qui actionne l'appareil et ne semble pas dépendre de la hauteur du son.

Exemple :

$$\begin{array}{ll} \text{Diapason } La_3\ N = 435\text{VD}, & i = 0{,}078 \\ \dfrac{A_1}{A_2} = \dfrac{23}{12}, & q_1 = 0{,}28 \\ & q_2 = 0{,}14 \\ \text{Diapason } ut_4\ N' = 512\text{VD}, & i = 0{,}079 \end{array}$$

même amplitude (A_1) que dans le cas précédent :

$$q'_1 = 0{,}27.$$

La variation continue p est beaucoup plus faible.

La force électromotrice efficace en circuit ouvert dans le secondaire E est d'environ $1^v{,}5$ pour les sons les plus forts qui puissent être reçus dans le cas du La_3. La force électromotrice maxima correspondante est de $2^v{,}2$.

Elle varie à peu près comme l'amplitude A de la vibration agissante.

Elle dépend de la période et varie en raison inverse de celle-ci.

Exemple :

Diapason La_3	$N = 435VD$
$\frac{A_1}{A_2} = \frac{17}{11}$,	$E_1 = 1^v,4$
	$E_2 = 0\ 9$
Diapason Fa_4	$N' = 684VD$

même amplitude sonore que (1) :

$$E'_1 = 2^v,2.$$

Dans le cas du son le plus fort, la différence de potentiel aux bornes du téléphone est représentée par des centièmes de volt, et l'énergie absorbée par des millionièmes de watt.

L'intensité efficace I est de l'ordre des cent-millièmes d'ampère. Elle descend jusqu'au millionième d'ampère pour des sons encore très nettement perceptibles.

Elle est sensiblement proportionnelle à l'amplitude de l'onde sonore et ne semble pas varier avec la période.

Exemple :

Diapason La_3	$N = 435VD$
$\frac{A_1}{A_2} = \frac{18}{9}$,	$I_1 = 8 \times 10^{-5}$
	$I_2 = 4 \times 10^{-5}$
Diapason ut_4	$N' = 512VD$
$A'_1 = A_1$	$I'_1 = 8 \times 10^{-5}$.

L'action sur la membrane téléphonique étant proportionnelle à l'intensité du courant, le déplacement de cette membrane le sera aussi. Donc ce déplacement sera proportionnel à l'amplitude de l'onde agissante et ne dépendra pas de la période.

On peut conclure de ces résultats expérimentaux, que les sons ne doivent pas être modifiés d'une façon différente par le téléphone, et, par suite, que le timbre ne doit pas être trop altéré dans le cas d'un son musical complexe.

SUR LE GRAND SIDÉROSTAT DE 1900 ;

Par M. P. GAUTIER (1).

I

Grâce à l'initiative de M. François Deloncle, ministre plénipotentiaire, un groupe d'amateurs d'astronomie a décidé de faire figurer à l'Exposition prochaine un instrument d'une puissance exceptionnelle, se prêtant aussi bien aux mesures de haute précision qu'aux observations physiques les plus délicates.

La science serait ainsi dotée d'un moyen d'investigation permettant aux astronomes de pénétrer plus avant dans les profondeurs des espaces célestes, et de fournir quelques renseignements nouveaux sur la constitution physique de notre système planétaire.

Pour atteindre ce but, il a été convenu de munir cet instrument d'objectifs de $1^{m},25$ de diamètre; mais, afin de tirer tout le parti possible de lentilles aussi considérables, on a résolu de ne pas subordonner le travail optique aux difficultés de l'exécution mécanique, ainsi qu'on a été presque toujours obligé de le faire jusqu'à présent dans la construction des grandes lunettes.

On s'est imposé, cette fois, la condition essentielle de ne pas amoindrir la distance focale, et il a été arrêté qu'on donnerait à la nouvelle lunette la distance focale considérable de 60 mètres, afin d'obtenir dans les images un achromatisme aussi satisfaisant que possible.

Mais, si l'on veut réaliser, suivant les plans usuels, une lunette d'aussi grande dimension, on constate immédiatement qu'on se trouve en présence de difficultés de tout genre et pour ainsi dire insurmontables.

La partie mécanique serait en effet d'un poids tel que son obéissance aux mouvements lents et sa stabilité auraient été compromises.

La coupole, à laquelle il faudrait donner alors un diamètre de 64 mètres aurait dû être constamment en mouvement pour maintenir son ouverture en regard de l'objectif marchant avec une vitesse

(1) Nous devons à l'obligeance de M. Gauthier-Villars les *fig.* 6, 7, 8, 9 et 11, qui accompagnent cet article.

de près de 16 mètres à l'heure. Et, dans ce cas, à quelle gymnastique ne faudrait-il pas soumettre l'observateur pour arriver à l'oculaire?

En vue d'éviter tous ces obstacles et des dépenses considérables d'installation, pour acquérir une plus grande stabilité, et en outre affranchir l'astronome de fatigues inutiles et de sérieuses pertes de temps, le sidérostat de Foucault a été adopté comme étant une monture très avantageuse pour l'emploi d'une distance focale aussi notable.

Cette monture rend toute installation spectroscopique ou photographique facile à l'oculaire ; l'observateur n'a plus à se déplacer, la lunette étant toujours dans la même position ; les conditions atmosphériques y sont plus uniformes ; l'objectif, conservant toujours la position verticale, est moins susceptible de flexion ; la partie mobile est moins volumineuse.

La disposition choisie permet en effet de se livrer à un certain nombre de recherches ; mais elle présente cependant encore l'inconvénient de rendre impossible l'exécution de divers travaux relatifs à l'astronomie de haute précision. La difficulté provient du fait qu'en vertu du mouvement diurne la direction apparente des astres dans le champ de la lunette varie d'un instant à l'autre. Comme on le verra plus loin, cet obstacle a été évité dans la nouvelle construction. Le micromètre portant l'oculaire est muni d'un mouvement rotatoire qui permet de conserver aux images une position invariable par rapport au réticule. Dans ces conditions, l'astronome peut entreprendre dans la région du ciel que le sidérostat lui montre les mêmes mesures qu'à l'aide de la lunette ordinaire montée équatorialement.

Théorie du déplacement du miroir de sidérostat.

En principe, le sidérostat comprend une lunette horizontale (*fig.* 1)

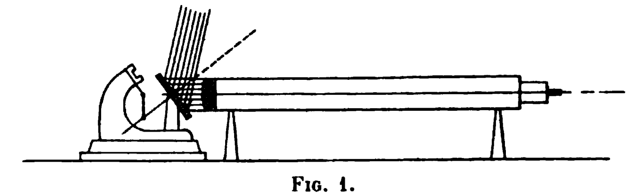


Fig. 1.

et fixe, un bâti supportant le miroir et les organes mécaniques devant lui imprimer son déplacement autour de l'axe polaire.

Le miroir, après réflexion, dirige les rayons lumineux des astres dans la lunette pour aller former leur image en son foyer, en regard de l'oculaire.

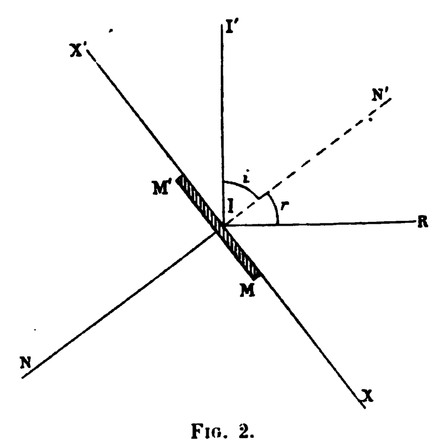


FIG. 2.

Considérons un miroir MM' (*fig.* 2), un rayon incident II' dans le plan du tableau se réfléchissant suivant IR.

Si on fait tourner le miroir MM' autour de l'axe XX' situé dans le plan de sa surface et dans le plan normal d'incidence, c'est-à-dire dans le plan du tableau, pour un déplacement angulaire α du miroir autour de cet axe XX', il faudra que le rayon II' ait tourné autour de ce même axe de l'angle 2α pour qu'il se réfléchisse suivant la même direction IR. En effet, dans le plan normal au tableau passant par NN' (*fig.* 3), le plan d'incidence se projette en NN', et l'axe de rotation en X confondu avec le point I. Lorsque le miroir a tourné de l'angle α autour de XX', la normale au miroir se projette sur ce plan en IN_1', tel que l'angle $N_1'IN' = \alpha$. Mais dans le nouveau plan d'incidence, le rayon incident est symétrique du rayon réfléchi par rapport à la normale IN_1' ; donc ces deux rayons doivent également se projeter suivant des lignes symétriques par rapport à IN_1' ; or nous avons fait l'hypothèse que IR ne changeait pas de direction, donc le rayon incident se projette en II', faisant l'angle α avec IN_1' et, par suite, 2α avec NN'.

Si maintenant l'axe XX' est dirigé suivant l'axe polaire, et II' le rayon lumineux d'une étoile dont le déplacement autour de l'axe polaire se fait d'un mouvement uniforme et à raison d'un tour en vingt-quatre heures, le miroir MM' devra tourner, d'après ce qui pré-

cède, d'un mouvement uniforme autour du même axe et avec une vitesse moitié moins grande, c'est-à-dire à raison d'un tour en quarante-huit heures.

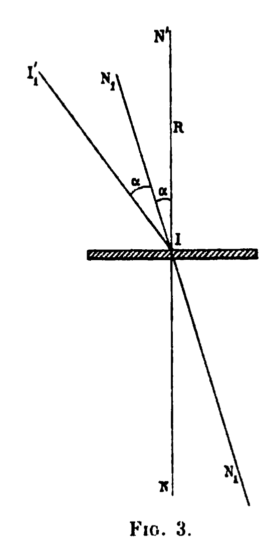


Fig. 3.

Dans ces conditions, le rayon réfléchi IR restera toujours dans une direction fixe.

Telle est la loi du déplacement du miroir dans le sidérostat pour un parallèle qui sera déterminé ultérieurement.

Voyons maintenant comment ce mouvement se trouve pratiquement réalisé de façon que la direction IR (*fig.* 4) soit celle de la lunette, c'est-à-dire horizontale.

Pour plan vertical, prenons le plan du méridien, et dans ce plan l'axe polaire AA′ dirigé suivant l'axe du monde.

Cet axe porte à son extrémité A et à angle droit un second axe portant un troisième axe AD dans le prolongement du premier, à l'extrémité duquel peut osciller un manchon glissant le long de la tige NN′ normale au miroir M (Voir *fig.* 6).

Ce dernier peut osciller autour du centre I et tourner autour de l'axe vertical YY′, et son centre I est situé sur la même ligne horizontale que A.

L'axe perpendiculaire à AA′ en A est l'axe de déclinaison.

L'angle que fait AD avec l'axe polaire est le complément de l'angle de déclinaison.

Inclinons le miroir de façon que XX′ soit parallèle à l'axe polaire.

Soit II′ la direction des rayons lumineux d'une étoile à son passage au méridien ; le complément de son angle de déclinaison est mesuré par l'angle de II′ avec l'axe polaire, et par l'angle de AD avec ce même axe, donc AD et II′ sont parallèles.

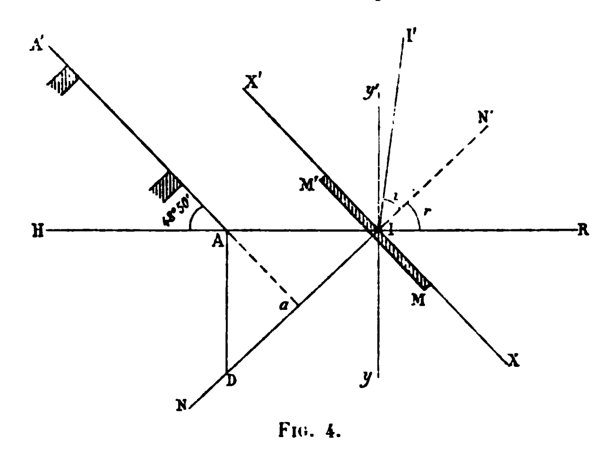


Fig. 4.

Or le triangle ADI est isocèle, car l'angle en I est égal à l'angle de réflexion, et l'angle en D est égal à l'angle d'incidence ; donc ces deux angles sont égaux, et AD = AI.

La longueur du bras de la déclinaison doit être égale à la distance horizontale entre l'axe de déclinaison et le centre du miroir.

Dans ces conditions, si on anime l'axe AA′ d'un mouvement de rotation uniforme et de même vitesse que le mouvement diurne, c'est-à-dire faisant un tour en vingt-quatre heures, le miroir tournera bien autour de l'axe XX′ parallèle à AA′ d'un mouvement uniforme et avec une vitesse moitié moindre, c'est-à-dire faisant un tour en quarante-huit heures.

En effet, si nous projetons sur le plan perpendiculaire au tableau passant par NN′ (*fig.* 5), c'est-à-dire le plan de l'équateur, l'axe AA′ se projette en *a*, et AD en *a*D.

Sur ce plan, lorsque AD tourne autour de AA′, *a*D décrit une circonférence ayant *a* pour centre ; d'ailleurs ADI étant isocèle et DI étant perpendiculaire à AA′, *a*D = *a*I, et I se projettera en *i* sur la circonférence *a*D à l'extrémité de ce diamètre.

Lorsque AD tourne d'un angle α en se projetant en aD_1, la

normale NI a tourné de l'angle $\frac{\alpha}{2}$, puisqu'en effet elle se projette suivant iD, et que l'angle $DiD_1 = \frac{\alpha}{2}$.

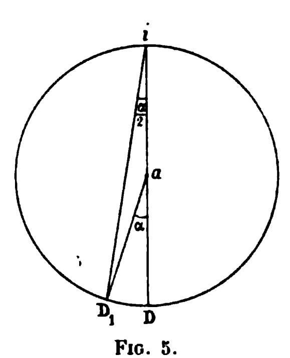


Fig. 5.

Donc, pour le parallèle correspondant au rayon II', le miroir réfléchit bien l'étoile et sa ligne méridienne suivant la verticale passant par l'axe de la lunette.

Si nous déterminons géométriquement ce parallèle, nous voyons que le complément de son angle de déclinaison MII' est justement égal à la latitude du lieu A'AH, angle de l'axe polaire avec l'horizon.

Pour toute autre parallèle, la normale au miroir ne se meut plus dans un plan perpendiculaire à l'axe polaire, mais décrit un cône de sommet I et dont la base est la circonférence décrite par l'extrémité D de la barre de déclinaison.

La démonstration précédente n'est donc plus applicable.

Pendant le mouvement de AD autour de AA', cette droite ne cesse pas d'être parallèle à la direction II' (*fig.* 4), puisque ces deux directions tournent autour de AA' avec la même vitesse en faisant un tour en vingt-quatre heures; pendant ce mouvement le plan normal d'incidence ADII' tournera autour de la direction fixe AI, et dans ce plan, le triangle ADI étant toujours isocèle, la normale IN est toujours la bissectrice de l'angle I'IR, et par suite IR est la direction invariable suivant laquelle se réfléchit II' pendant sa rotation autour de l'axe polaire.

Donc, pour tous les parallèles, l'image d'une étoile que l'on aura amenée dans l'oculaire derrière la croisée de fils du réticule restera

dans cette position pendant toute la durée du mouvement diurne de l'étoile autour de l'axe polaire.

Si on observe, dans le champ de l'oculaire, la région étoilée voisine de l'étoile pointée comme précédemment, on remarque que, pendant le mouvement de l'instrument, le champ observé subit un déplacement angulaire autour de l'étoile pointée, par rapport au réticule fixe de l'oculaire.

Dans le cas particulier où l'étoile observée décrit le parallèle déterminé précédemment, ce déplacement est nul, puisque l'image de la ligne méridienne de l'étoile coïncide toujours avec la croisée de fils du réticule.

Pour les parallèles plus voisins du pôle, la rotation a lieu en sens inverse du mouvement diurne.

Pour ceux plus voisins de l'équateur, au contraire, la rotation a lieu dans le sens du mouvement diurne.

Les déplacements angulaires du champ dans l'oculaire seraient nuisibles pour les observations visuelles et davantage pour la photographie.

Pour y obvier, il a fallu prévoir un dispositif mécanique spécial pour imprimer à l'oculaire un mouvement de rotation égal et de même sens que celui du champ.

Les vitesses de rotation étant variables pour chaque parallèle, la transmission doit pouvoir se différentier graduellement en passant par tous les intermédiaires compris entre les limites extrêmes observées.

Un tableau numérique de ces déplacements angulaires observés pour tous les parallèles, heure par heure, jusqu'à cinq heures du méridien, a permis de fixer des proportions des organes mécaniques devant servir à cette transmission et devant assurer parfaite l'immobilité complète sur la plaque photographique de la région du ciel observée.

II

Description du mécanisme du sidérostat. — Le sidérostat de 1900 comprend :

Un grand bâti en fonte supportant le miroir et les axes devant lui imprimer son déplacement et une lunette en tôle d'acier placée horizontalement sur des supports en maçonnerie, de manière à avoir le centre de la lunette correspondant au centre du miroir.

Le plan médian de l'appareil est disposé suivant le plan méridien du lieu d'emplacement.

Le grand bâti en fonte supporte deux parties mobiles principales:

Du côté nord et à la partie supérieure de l'instrument est l'axe polaire A (*fig.* 6) à l'extrémité duquel se meut l'axe de déclinaison D ayant un mouvement à angle droit du premier.

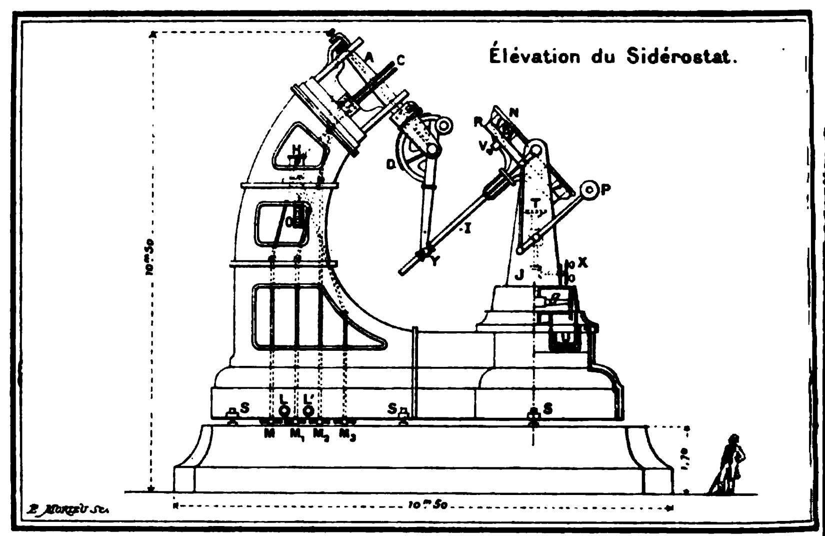


FIG. 6.

A, Axe horaire. — C, Cercles dentés de l'axe horaire. — D, Cercle denté de déclinaison. — H, Mouvement d'horlogerie actionnant le cercle C. — O, Poids moteur du mouvement d'horlogerie. — N, Miroir. — B, Barillet du miroir — V, Vis permettant de sortir le miroir de son barillet. — R, Culasse du miroir. — I, Axe de direction du miroir. — Y, Manchon glissant sur la tige I. — P, Contrepoids équilibrant le miroir. — J, Support du miroir. — U, Cuve de mercure faisant flotter le support J. — T, Treuil servant à élever la cuve pour l'argenture du miroir. — X, Manivelle du treuil T. — *g*, Galets de roulement du support J. — S, Vis de réglage du sidérostat. — M, Manivelle de la vis tangente du cercle horaire. — M_1, Manivelle des grands déplacements du cercle horaire. — M_2, Manivelle de la déclinaison. — M_3, Manivelle-remontoir du mouvement d'horlogerie H. — L, Lunette servant à la lecture du cercle horaire. — L', Lunette servant à la lecture du cercle de déclinaison.

Du côté sud, le support J du miroir tournant autour d'un axe vertical.

Le bâti se compose de sept pièces de fonte assemblées par des boulons vissés sur les brides d'attache qui ont été ménagés après chaque pièce à l'intérieur du bâti. Il pèse 22.500 kilogrammes.

L'*axe polaire* est constitué par un arbre en fonte creux ; cet arbre repose sur quatre galets dont les axes sont fixés à l'extrémité des montants de la pièce de fonte, située à l'extrémité du bâti.

Ces galets sont disposés par couple de deux, leurs axes étant disposés parallèlement à l'axe polaire.

Sur le milieu de cet arbre est calé un cercle portant un engrenage cylindrique destiné à donner les mouvements rapides à l'axe polaire.

Ce cercle engrène avec un pignon recevant par une transmission le mouvement d'une manivelle située à la base du socle et qui permet de donner la position horaire utile.

A une faible distance de ce cercle se trouve un second cercle C à denture héliçoïdale engrenant avec une vis actionnée par le mouvement d'horlogerie ; ce second cercle est fou sur l'arbre et peut en devenir solidaire au moyen d'une pince l'embrayant avec le premier cercle fixé sur l'arbre.

Cette pince est commandée de la base de l'instrument.

En outre, ce second cercle denté porte sur une de ses faces un limbe en argent divisé sur une partie de sa circonférence.

C'est la division en ascension droite.

Cette division est faite en heures et en minutes ; la chiffraison en est faite de quinze en quinze minutes ; les heures sont indiquées par de plus gros chiffres.

Le mouvement d'horlogerie disposé en haut et à l'intérieur du bâti est mû par un poids moteur ; il transmet le mouvement à la vis tangente engrenant avec le cercle à denture héliçoïdale, de façon à faire tourner l'axe polaire d'une vitesse uniforme, à raison d'un tour par vingt-quatre heures.

Cet arbre, étant incliné suivant la latitude du lieu qui, à Paris, est 48° 50′, est soutenu par une crapaudine s'appuyant contre un grain d'acier fixé à la face supérieure de son support.

A l'extrémité de l'axe polaire est fixé le support en fonte en forme d'U, sur les branches duquel sont fixés les coussinets contenant les tourillons de l'*axe de déclinaison*.

Cet axe est composé d'une douille en fonte dans laquelle peut tourner un troisième axe portant à son extrémité inférieure une pièce d'acier en forme d'U.

Un arc D venu de fonte avec la douille porte sur sa tranche une denture en bronze et un limbe en argent.

Ce demi-cercle à denture héliçoïdale engrène avec une vis tangente

mue, au moyen d'une transmission d'engrenages, par une manivelle placée à la base du sidérostat. Cet arc sert à caler l'axe de déclinaison suivant le parallèle déterminé.

Le limbe en argent fixé sur cet arc est divisé de cinq en cinq minutes d'arc, c'est-à-dire en douzièmes de degré; un vernier au dixième permettra de lire la division avec une approximation de trente secondes.

La lecture de ce limbe indique la déclinaison du parallèle suivi par l'instrument.

Lorsque l'axe de déclinaison est incliné suivant un parallèle donné, il ne doit pas se déplacer angulairement pendant la rotation de l'axe polaire par le mouvement d'horlogerie. Un embrayage à griffe placé dans le haut du bâti permet de rendre le cercle de déclinaison indépendant de toute sa transmission jusqu'à la base du sidérostat, pendant la marche de l'instrument, et d'assurer ainsi complètement la fixité absolue de sa position angulaire. Cet embrayage se commande également de la base de l'instrument.

La pièce à deux branches qui termine la barre de déclinaison porte par deux coussinets les tourillons d'un manchon en bronze Y glissant sur la tige cylindrique I en cuivre fixée au centre de la culasse du miroir.

Ce manchon en comporte un deuxième concentrique pouvant tourner autour de son axe par l'intermédiaire de galets.

Ce deuxième manchon est lui-même porteur de galets disposés parallèlement à l'axe. Cette disposition a pour but de substituer au glissement du manchon sur la tige deux roulements, l'un angulaire, l'autre suivant l'axe normal du miroir.

Ce premier ensemble mobile se déplaçant autour de l'axe polaire sur les quatre galets fixés au haut du bâti pèse 2800 kilogrammes. La deuxième partie mobile comprend *le miroir et son support* vertical à la partie sud du bâti.

Le support J du miroir est en fonte et présente deux branches verticales entre lesquelles se meut le miroir.

Ce support se déplace autour d'un axe vertical en roulant par sa base sur un système de trois galets g indépendants, se déplaçant entre deux chemins circulaires; l'un des chemins est ménagé dans le bâti, l'autre dans le support.

En outre, la partie inférieure du support flotte dans une cuve annulaire U fixée au bâti, contenant 100 litres de mercure; le volume de

la partie immergée étant calculé de manière que la charge portée par le mercure soit les 9/10 du poids total du support avec le miroir.

Le barillet B du miroir repose par ses tourillons sur deux couples de deux galets, chaque couple étant fixé à l'extrémité des branches du support vertical J.

Le miroir N a 2 mètres de diamètre, 28 centimètres d'épaisseur et pèse 3.000 kilogrammes ; il est ajusté dans le barillet et repose par sa face non réfléchissante sur la culasse R en fonte boulonnée sur son pourtour après la face inférieure du barillet B.

Au centre de la culasse est boulonnée la tige cylindrique I normale à la surface réfléchissante sur laquelle glisse le manchon de l'axe de déclinaison.

Entre les deux branches de ce support vertical est disposé un treuil T mû par une manivelle X, disposée latéralement et destinée à supporter la cuve devant servir à l'argenture du miroir.

Un système de leviers et de contrepoids P assure l'équilibre du barillet par rapport à son axe horizontal d'oscillation, qui doit passer par la surface argentée.

Le poids de ce deuxième ensemble mobile atteint 13.000 kilogrammes.

A une distance du centre égale à $0^{m},80$ l'effort tangentiel à exercer pour produire le mouvement initial de rotation de cet ensemble est de 5 kilogrammes.

La cylindricité des différents axes à l'endroit de leur roulement sur les galets, ainsi que celle de ces derniers, a été vérifiée avec une approximation de $\frac{1}{1000}$ de millimètre.

Le poids total de la partie mobile est de 15.000 kilogrammes ; le poids moteur du mouvement d'horlogerie nécessaire pour l'entraînement est 70 kilogrammes.

Réglages de l'instrument. — Pour vérifier la situation relative des différents axes et leur direction, on a procédé aux réglages suivants :

1° Verticalité de l'axe de rotation du support du miroir en agissant sur les six vis calantes par lesquelles repose le bâti sur les dés en fonte disposés sous les vis ;

2° Parallélisme de l'axe polaire avec l'axe du monde en agissant sur les vis de rappel disposées dans son voisinage ;

3° L'axe polaire et l'axe vertical de rotation du support du miroir dans le même plan vertical;

4° Le milieu de l'axe de déclinaison et l'axe horizontal d'oscillation du miroir dans le même plan horizontal;

5° L'axe vertical de rotation du support du miroir passant par le milieu de l'axe horizontal d'oscillation du miroir ;

6° Égalité de la distance horizontale entre le milieu de l'axe de déclinaison et l'axe vertical du support du miroir et de la distance entre le milieu de l'axe de déclinaison et le milieu de l'axe du manchon ;

7° L'axe de la tige normale de direction du miroir passant par le milieu de l'axe horizontal de rotation du miroir et par le milieu de l'axe de rotation du manchon.

Manœuvre de l'instrument. — La manœuvre se fait de la base où sont disposées : les deux manivelles d'ascension droite et de déclinaison M_1M_2 ; la manivelle des mouvements lents en ascension droite M par l'intermédiaire du mouvement différentiel adapté au mouvement d'horlogerie; la manivelle-remontoir M_3 du mouvement d'horlogerie ; la commande de la pince d'embrayage du cercle horaire avec l'axe polaire, ainsi que la commande de l'embrayage de l'arc de déclinaison avec la transmission ; enfin les deux lunettes L et L' servant l'une pour la lecture du cercle horaire, l'autre pour la lecture de l'arc de déclinaison.

L'ensemble de l'instrument pèse 38.000 kilogrammes.

Lunette. — La lunette horizontale a 60 mètres de long et 1^m,50 de diamètre. Elle est composée de vingt-quatre tubes en tôle d'acier de 2 millimètres d'épaisseur. Elle est fixée et repose sur cinq points d'appui de même hauteur, de façon que son axe se trouve au niveau du centre du miroir. Elle pèse 21.000 kilogrammes.

Devant son ouverture la plus rapprochée du miroir sont les deux objectifs de $1^m,25$ de diamètre, un astronomique, l'autre photographique, disposés sur un socle en fonte roulant sur des rails disposés perpendiculairement à l'axe de la lunette pour amener facilement l'un ou l'autre objectif en regard de la lunette.

Chaque objectif (*fig.* 7) comprend deux lentilles, un crown et un flint ayant chacune leur barillet ; l'ensemble de chaque objectif pèse 900 kilogrammes.

Le barillet du flint de chaque objectif est fixé au chariot ; le barillet du crown est monté sur roues et guidé sur des rails ; il peut s'écarter de celui du crown pour pouvoir nettoyer facilement les faces internes des deux lentilles.

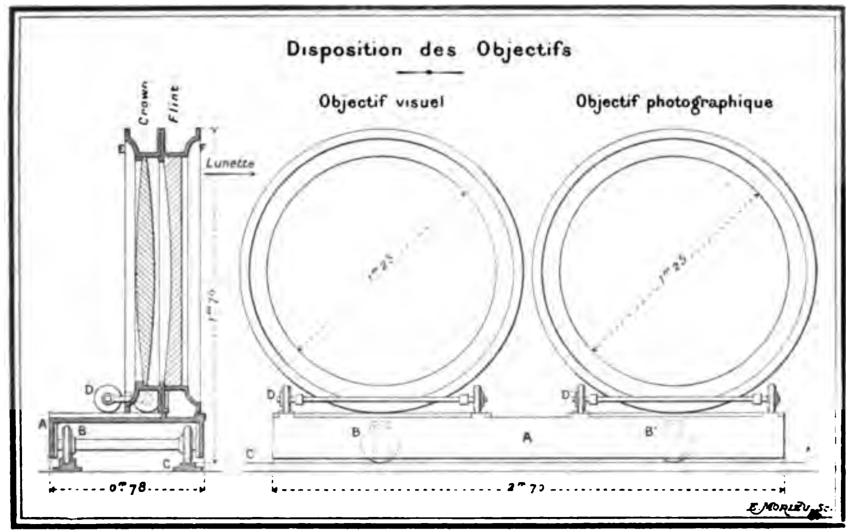


FIG. 7.

A. Socle. — B, B'. Roues du socle. — C. Rails. — D. Roues du barillet portant le crown. — E. Barillet du crown. — F, Barillet fixe portant le flint.

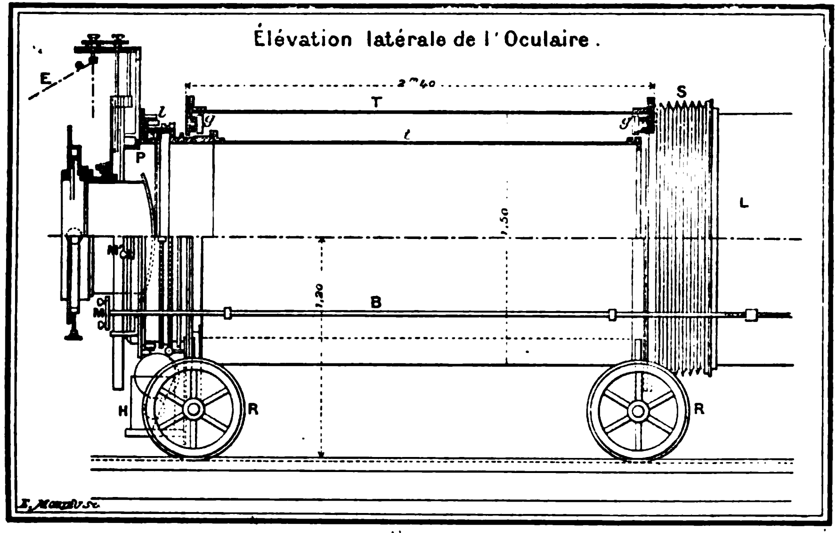


FIG. 8.

T, Tube extérieur. — t, Tube intérieur roulant dans le tube T par l'intermédiaire des galets g, g. — R, Roue du tube oculaire. — S, Soufflet de réunion de l'oculaire au corps de lunette L. — H, Mouvement d'horlogerie entraînant le tube t. — E, Tige de transmission allant au mouvement d'horlogerie. — P, Anneau roulant sur les galets l. — B, Vis de mise au foyer du tube oculaire. — M, Manivelle de la vis B. — M', Manivelle d'entraînement du tube t.

Le centrage des deux lentilles de chaque objectif est assuré par l'emboîtement des deux barillets l'un dans l'autre.

A l'autre extrémité de la lunette, c'est-à-dire au foyer des objectifs,

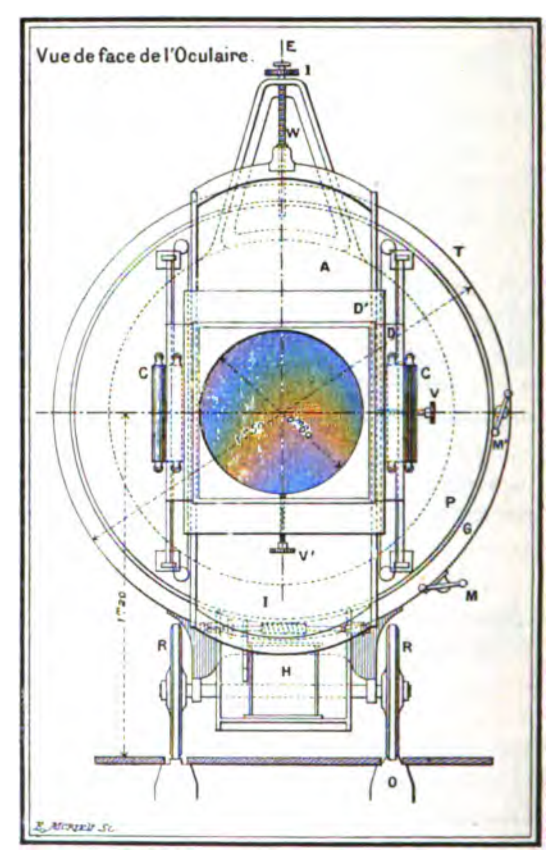


Fig. 9.

A, Chariot animé d'un mouvement rectiligne à l'aide de la vis W, de l'engrenage I et du mouvement d'horlogerie situé dans la direction E. — C, Contrepoids équilibrant le chariot A. — P, Plate-forme mobile. — D, D', Cadres mobiles. — V, V', Vis actionnant les cadres D, D'. — M, Manivelle de mise au foyer. — M', Manivelle d'entraînement du cercle denté G. — G, Cercle denté. — I, Vis tangente du mouvement d'horlogerie H. — R, Roues du tube oculaire. — O, Rails.

est disposé le tube oculaire destiné à grossir ou photographier l'image des étoiles observées.

Oculaire. — Le groupe oculaire se compose d'un tube T (*fig.* 8 et 9,

semblable à ceux qui forment la lunette, mais monté sur quatre roues, de façon à faciliter la mise au foyer de la plaque photographique ou de l'oculaire employé, en faisant mouvoir une vis de rappel B.

A l'intérieur de ce premier tube, peut rouler sur quatre galets *g* un deuxième tube *t* de $1^m,20$ de diamètre, supportant le micromètre ou la plaque photographique.

Ce deuxième tube reçoit un mouvement de rotation, pour obtenir l'immobilité du champ par rapport au réticule. Cette rotation de vitesse, variable suivant les divers parallèles, est commandée par un mouvement d'horlogerie et transmise au tube intérieur par un système de changement de vitesse passant par tous les intermédiaires compris entre les limites extrêmes constatées expérimentalement.

Ce deuxième tube intérieur porte quatre galets entre lesquels peut tourner autour de l'axe un cercle permettant l'orientation rapide du réticule, suivant l'inclinaison voulue pour la mesure des distances entre les étoiles ; une fois le réticule orienté, on rend au moyen d'une pince ce cercle solidaire du tube intérieur. Sur la face externe de ce cercle sont disposées deux coulisses dans lesquelles peut glisser un chariot. Ce chariot a un déplacement rectiligne et uniforme donné par une vis que fait mouvoir un mouvement d'horlogerie.

En immobilisant le miroir, on peut, à l'aide de ce chariot, suivre une étoile pendant son passage dans le champ de la lunette, qui dure deux minutes, avec une grande exactitude, puisqu'on est à l'abri des défauts pouvant venir des organes faisant mouvoir le miroir.

Enfin ce chariot porte deux systèmes de cadre à mouvement rectiligne, à angle droit l'un de l'autre et dirigés chacun par une vis micrométrique, pour pouvoir faire faire directement à l'oculaire les mouvements lents en ascension droite et en déclinaison.

Le cadre supérieur est disposé de manière à pouvoir recevoir soit un châssis pour la photographie, soit un micromètre, soit un spectroscope, soit un appareil pour la projection.

Avec ces nouvelles dispositions, la fixité du champ à l'oculaire est parfaitement assurée, et l'instrument devient d'une stabilité, d'une précision et d'une facilité de manœuvre, qu'on ne pourrait trouver dans des instruments équatoriaux de petite dimension.

SUR LES ACTIONS MÉCANIQUES DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE;

Par Wladimir de NIKOLAIEVE.

I. *Pour fixer l'effet produit par la décharge au sein de l'air*, une couche d'ouate hygroscopique pressée entre deux anneaux d'ébonite a été placée entre les deux électrodes d'une batterie de dix-sept grandes bouteilles de Leyde, chargée par une machine de Holtz. Après la décharge, l'ouate se montrait traversée par un canal dont le diamètre atteignait, pour les plus fortes décharges, 6 millimètres, et dont la longueur dépassait de beaucoup l'épaisseur primitive de la couche d'ouate; les fibres superficielles du canal étaient fortement comprimées. Cet effet ressemble à celui d'une explosion au milieu de l'ouate. Elle ne s'enflamme pas si les électrodes ne la touchent pas; mais, si elle est pressée légèrement entre les électrodes, elle s'enflamme vivement, pourvu seulement que la décharge ne soit pas trop peu intense.

Pour étudier le processus de la décharge au sein des *électrolytes et des diélectriques liquides*, on a imbibé la couche d'ouate à saturation par l'eau potable ou l'huile de vaseline. Les liquides projetés par la décharge ne quittaient pas les canaux capillaires de l'ouate. La déformation de la couche imbibée permettrait d'obtenir des renseignements sur les forces pondéromotrices mises en jeu par la décharge. La forme de l'ouate imbibée, ne différait après la décharge de celle de l'ouate sèche que par un plus grand diamètre du canal et par une plus grande longueur des parties projetées au dehors.

On voit ainsi que dans les *liquides* se produit le même effet d'explosion que dans l'*air*. Il faut tenir compte de cette remarque pour expliquer comment l'effet de l'explosion est lié à la destruction brusque de certains tubes de force électrique et au mouvement transversal des tubes de force restés intacts.

II. *Déformation et perforation des plaques et des feuilles métalliques.* — En interposant des feuilles d'*aluminium* entre des plaques de carton ou inversement, et plaçant les paquets de lames entre les électrodes d'une batterie perpendiculairement aux lignes de force, on observe après la décharge des cavités dans le métal en face de cratères formés dans le carton. L'ouverture et la profondeur des

cavités dépendent à la fois de l'intensité de la décharge et de la distance du métal au carton. Les cavités se produisent encore dans le métal, quand il ne touche pas les bords des cratères du carton, et encore si le carton est supprimé. Si, par exemple, la feuille métallique touche une électrode, il se forme contre la pointe de l'autre électrode une cavité creusée dans la direction de la pointe vers la feuille.

Au fond des cavités, l'examen microscopique révèle l'existence de gouttelettes solidifiées, indice d'une fusion du métal en cette région pendant la décharge.

Tous ces effets s'observent particulièrement marqués avec des feuilles de *cuivre rouge* de $0^{mm},05$ ou $0^{mm},025$ d'épaisseur. Les premières feuilles étaient perforées, quand elles étaient placées près du carton, suivant un trou irrégulier, de 7 millimètres dans la plus grande dimension, et dont les bords déchirés étaient recourbés et rabattus contre la surface opposée ; sans carton, les mêmes feuilles étaient perforées avec des électrodes pointues ou sphériques. On augmente considérablement l'ouverture de perforation en recouvrant le métal d'une mince couche de paraffine.

Une feuille d'étain sans carton a donné un trou ovale de 14 millimètres sur 12 millimètres. Quand la même feuille était placée entre les électrodes de la machine électrique, elle était percée de petits trous presque ronds.

Une feuille de cuivre ($0^{mm},025$) *pressée entre les électrodes* sphériques de la batterie était perforée, bien qu'il n'y eût pas de couche d'air continue entre elle et les électrodes. Comme le diamètre du trou de perforation est de plus de 1 millimètre, on peut dire que la résistance du métal perforé est très petite. Enfin des électrodes creuses formées par des feuilles d'étain sont brûlées ou perforées là où éclate la décharge ; la surface des électrodes devient moins convexe, comme si une force répulsive avait agi entre les électrodes, peut-être la brusque dilatation de l'air échauffé par la décharge.

La poudre de lycopode, semée sur une lame métallique horizontale s'enflamme très vivement au moment où l'on fait éclater la décharge entre cette lame et une pointe placée au-dessus.

Les effets de la décharge se résument en une forte élévation de température et en une déformation peut-être due à l'explosion dans l'air.

SUR LA PRODUCTION DE LA ROTATION ÉLECTRO-MAGNÉTIQUE DES ÉLECTROLYTES ;

Par Wladimir de NIKOLAIEVE.

Une dissolution de sulfate de cuivre est contenue dans un vase cylindrique d'assez grand diamètre (10 ou 15 centimètres). Les électrodes sont de petits disques de cuivre (1,5 à 2 centimètres de diamètre), placés perpendiculairement à l'axe du cylindre, l'une en bas, l'autre en haut, de sorte que les courants sont centrifuges sur l'une et centripètes sur l'autre. Ou bien les électrodes sont des anneaux métalliques disposés comme les disques du premier dispositif. Dans les deux cas, en plaçant le vase cylindrique entre deux pôles magnétiques de même nom, on observe la rotation du liquide dans un sens ou dans l'autre.

H. HAGA et C.-H. WIND. — Diffraction des rayons de Röntgen. (Voir p. 332-335 de ce volume.)

A propos des remarques que j'ai faites au sujet de leurs expériences, MM. Haga et Wind m'adressent une lettre, dont j'indique les points les plus importants :

« Les auteurs n'ont pas négligé d'utiliser l'artifice de M. Gouy, en employant une lame focus assez inclinée sur le faisceau de rayons X, qui traverse la fente diffringente *f*; mais ils n'ont pas cru devoir employer, comme M. Gouy, la tranche de la lame focus comme source étroite de rayons X ; ils ont diaphragmé la lame focus par une fente F ; la pose est beaucoup allongée ; mais on a « le grand avantage d'employer une source dont la largeur, tout à fait déterminée, peut être réglée à volonté et être indépendante des petits mouvements de la lame focus et de ses défauts de planéité. »

Malgré les remarques que j'ai faites, les auteurs ne pensent pas qu'on puisse expliquer les renflements de l'image par un défaut de parallélisme des fentes, combiné avec de petits déplacements des différentes parties de l'appareil. Ils considèrent, en effet, que les différentes parties de l'appareil étaient assez solidement fixées pour qu'un changement sensible dans l'*orientation* des différentes parties

fût impossible ; il ne reste alors qu'un déplacement parallèle possible, et il est facile de voir que ce genre de déplacement ne saurait produire les renflements de l'image. Ils maintiennent donc leurs conclusions, à savoir que les rayons X, utilisés par leurs plaques photographiques, forment des groupes de rayons, dont les longueurs d'onde varient suivant le groupe et suivant l'expérience [1] de $0^{\mu\mu},01$ à $0^{\mu\mu},27$.

G. SAGNAC.

MACALUSO et CORBINO. — Sulle modificazioni che la luce subisce attraversando alcuni vapori metallici in un campo magnetico (Sur les modifications que la lumière subit en traversant certaines vapeurs métalliques dans un champ magnétique). — *Rend. Lincei*, 5, VIII, 8 janvier 1899, p. 1838.

M. CORBINO. — Sulla dipendenza tra il fenomeno di Zeeman e le altre modificazioni che la luce subisce dai vapori metallici in un campo magnetico (Sur la dépendance entre les phénomènes de Zeeman et les autres modifications que subit la lumière en traversant des vapeurs métalliques placées dans un champ magnétique). — *Rend. Lincei*, 5, VIII, 5 mars 1899, p. 251.

Revenant sur leur communication précédente à ce sujet [2], les auteurs ont cherché par de nouvelles expériences si l'explication qu'ils avaient donnée des phénomènes est exacte. Ces expériences les ont conduits aux résultats suivants :

1° Si un rayon de lumière circulaire traverse de la vapeur de sodium ou de lithium incandescente, placée dans un champ magnétique et si la période de vibration *diffère très peu* de celle de la vapeur même, à l'état normal, sa vitesse sera différente, suivant le sens de rotation de la lumière : la vitesse augmentera si la rotation se fait dans le sens du courant et diminuera dans le cas contraire;

2° La différence entre ces deux valeurs de la vitesse diminue rapidement lorsque croît la différence entre les périodes de vibration et ne change pas de signe avec cette différence;

3° Le rayon circulaire traversant la vapeur métallique est ainsi diversement absorbé, suivant son sens de rotation. Si la période de

---

(1) Je signale les errata suivants dans mon analyse :
P. 333, ligne 16, *au lieu de :* formant, *lire :* forment; lignes 18 et 19, *au lieu de:* $1\mu\mu,5$, *lire :* $0\mu\mu,15$; *au lieu de :* $1\mu\mu,1$, *lire :* $0\mu\mu,11$, etc.; lignes 20 et 21, *au lieu de :* 1,1 à 2,7 millièmes de micron, *lire :* de $0\mu\mu,01$ à $0\mu\mu,27$; p. 334, ligne 7 à partir du bas, *au lieu de :* agrandie quatre fois, *lire :* agrandie quatorze fois.

(2) *Rend. Lincei*, 5, VII, p. 293 ; et *J. de Phys.*, ce volume, p. 219.

vibration du rayon est inférieure à celle de la vapeur absorbante, c'est le rayon qui tourne dans le sens du courant qui est le plus absorbé et inversement.

Ceci est conforme aux expériences de Zeeman et König.

Partant de la formule :

$$\rho = \frac{2\pi A l}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} H,$$

où ρ mesure la rotation du plan de polarisation dans le sens du courant magnétisant, l l'épaisseur du milieu traversé, n son indice de réfraction pour la lumière de longueur d'onde dans le vide λ, H l'intensité du champ, et enfin A une constante qui mesure l'effet Zeeman, M. Corbino démontre que les résultats s'expliquent comme conséquence du phénomène de Zeeman, en admettant que la courbe d'absorption pour un rayon circulaire en fonction du nombre de vibrations soit identique à celle des indices de réfraction, à un déplacement parallèle près ; ce qui revient à dire que les deux quantités sont fonction des mêmes paramètres.

S'appuyant ensuite sur l'hypothèse fondamentale de la théorie de la dispersion anomale de Helmholtz (KIRCHOFF, *Mathematische Optik*, Leipzig, 1891, p. 172), il montre que le phénomène qu'il a observé doit être symétrique.

Il montre enfin que, si la lumière incidente n'est pas polarisée parallèlement ou normalement aux lignes de force, doivent se manifester les phénomènes de double réfraction signalés par Voigt.

A. GALLOTTI.

M. CORBINO. — Sui battimenti luminosi e sull' impossibilita di produrli ricorrendo al fenomeno di Zeeman (Sur les battements lumineux et l'impossibilité de les produire en recourant au phénomène de Zeeman). — *Rend. Lincei*, VIII, 5, 19 février 1899, p. 171.

Righi [1] a montré le premier la possibilité de réaliser, par l'interférence des rayons lumineux de différentes périodes, un phénomène analogue à celui des battements sonores. M. Corbino montre que l'expérience du déplacement des franges signalé par Foucault et Fizeau, quand on déplace parallèlement à lui-même un miroir de Fresnel, peut s'interpréter ainsi.

---

(1) *J. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 437 ; 1883.

M. Righi a montré qu'on pourrait théoriquement réaliser des battements lumineux en faisant interférer la lumière des deux raies extérieures obtenues dans le phénomène de Zeeman (la raie moyenne étant éteinte par un nicol parallèle aux lignes de force du champ).

M. Corbino montre que pratiquement l'expérience est irréalisable, parce que le raisonnement suppose la source lumineuse réduite à un point vibrant unique, alors qu'en réalité, avec les sources pratiques, les différentes parties donneraient des maxima et des minima qu'il est impossible de faire coïncider.

A. GALLOTTI.

E. VILLARI. — **Sul potere refrigerante dei gas attraversati dalle scintille ellettriche e sul diffondersi del fumo nei medesimi** (Sur le pouvoir réfrigérant des gaz traversés par des étincelles électriques et sur la façon dont s'y répand la fumée — *Acc. Sc. di Bologna*, 16 janvier 1898.

M. Villari a déjà signalé (¹) le fait qu'une spirale de platine rougie par un courant est visiblement refroidie, si on fait jaillir de fortes étincelles dans le voisinage. Il a entrepris sur cette expérience des mesures, en déterminant les variations de résistance produites par la variation de température sur la spirale de platine, placée dans une cloche de verre où on peut faire jaillir des étincelles au-dessus de la sphère.

Le refroidissement dépend du gaz placé dans la cloche et de l'intensité du courant qui rougit la spirale. La présence d'un demi-cylindre de verre en dessus ou en dessous de la spirale influe également.

M. Villari pense que l'action de l'étincelle est double; elle peut réchauffer la spirale par rayonnement et elle peut la refroidir par contact, par suite du déplacement brusque des molécules de gaz qu'elle détermine dans la cloche. C'est, en général, la seconde action qui est la plus intense, surtout si rien ne sépare la spirale de la région où se produit l'étincelle.

Le fait du déplacement produit sur le gaz est facile à mettre en évidence en introduisant dans la cloche un peu de fumée de tabac ; elle s'y dispose en couche horizontale plus ou moins élevée suivant la nature du gaz ; mais, quand l'étincelle se produit, elle se répand brusquement dans toute la cloche.

A. GALLOTTI.

(¹) *R. Isti di Napoli*, 6 août 1896.

MALAGOLI et BONACINI. — Sul repiegamento dei raggi Röntgen dietro gli ostacoli (Sur la déviation des rayons Röntgen derrière les obstacles). — *Rend. Lincei*, 5, VIII, 19 mars 1899, p. 279.

Les auteurs rappelant les différents travaux de Righi, Roiti, Sagnac, Perrin, etc., démontrant la propagation rectiligne, ont repris les expériences récentes de Villari [1], par lesquelles il tend à démontrer photographiquement que la déviation existe. Des expériences comparatives montrent d'après eux que la pénombre produite tient à trois causes :

1° Surtout à l'extension de la source des rayons X et à la multiplicité des lieux d'émission secondaire ;

2° A la diffusion des rayons sur les corps voisins, en particulier sur l'enveloppe et le verre de la plaque photographique (une pellicule seule donne bien moins de pénombre);

3° Enfin, à l'action diffusante de l'air, action faible, mais certaine.

Les expériences ont été faites avec des tubes focus qui permettent de beaucoup diminuer la première cause.

A. Gallotti.

A. WEHNELT. — Ein elektrolytischer Stromunterbrecher (Interrupteur électrolytique). — *Wied. Ann.*, LXVIII, p. 233-272.

On sait que, sous sa forme la plus simple, l'appareil consiste en une cuve contenant de l'acide sulfurique étendu, avec une électrode de grande surface (lame de plomb) et une autre très petite, formée d'un fil de platine soudé dans un tube à essai dont il ne sort que de quelques millimètres ; du mercure contenu dans ce tube amène le courant à cette électrode, que l'auteur appelle, pour abréger, l'*électrode active*. On sait également que, pour une tension suffisante, cette petite électrode devient le siège de phénomènes lumineux et calorifiques, étudiés depuis longtemps. On avait déjà observé aussi un bourdonnement particulier, lorsque cette électrode était reliée au pôle négatif de la source, et on avait constaté, en mettant un téléphone sur le circuit, que ce bourdonnement était dû à des variations périodiques du courant.

M. Wehnelt a pensé qu'on avait affaire à des interruptions périodiques du courant et qu'alors cet appareil pourrait remplacer les interrupteurs mécaniques employés jusqu'ici pour faire fonctionner

les bobines d'induction. L'expérience a pleinement confirmé ses prévisions.

Conditions de fonctionnement de l'interrupteur. — Tout d'abord les phénomènes sont complètement différents, suivant que l'électrode active est positive ou négative et suivant que le circuit présente ou non de la self-induction [1].

Lorsqu'il n'y a pas de self-induction et que l'électrode active est négative, elle apparaît enveloppée d'une lumière bleuâtre faible, et on perçoit un son très élevé ; le courant est relativement faible ; enfin le fil de platine ne tarde pas à fondre. Si l'électrode active est positive, elle est immédiatement portée au rouge ; le courant est beaucoup plus faible encore que dans le cas précédent, et il est absolument continu, cette fois.

Supposons, au contraire, que le circuit présente de la self-induction. L'électrode active étant négative, on a un phénomène lumineux beaucoup plus intense (lumière bleue encore) et un courant plus fort que précédemment. En même temps le son est plus grave. Mais l'électrode devient encore facilement incandescente ; elle fond même déjà pour des tensions très faibles (24 volts).

Enfin, quand l'électrode active est positive, le fil de platine ne rougit plus [2]; il est entouré d'une gaine lumineuse d'un jaune rougeâtre très vif de gaz incandescent. Le son est extrêmement élevé et pur ; le courant est intense, et les fortes étincelles que donne alors une bobine d'induction suffisent déjà à montrer qu'on a affaire à des interruptions rapides et extrêmement régulières.

C'est donc dans ce dernier cas seul (*électrode active positive et self-induction*) que l'appareil constitue un bon interrupteur.

Ainsi la self-induction est une condition indispensable de l'efficacité de l'interrupteur. On peut juger de l'influence de sa grandeur sur le nombre d'interruptions obtenu (et donné dans tous les cas par la hauteur du son rendu), en faisant simplement varier la distance explosive sur le secondaire [3]. C'est ainsi qu'on a eu :

2000	interruptions par seconde,	pour une étincelle de	3 centimètres
800	—	—	30
200	—	—	50

(1) Toutes les observations qui vont suivre se rapportent à une tension de 110 volts, sauf mention spéciale.

(2) Le fil ne fond pas, même par une tension de 220 volts.

(3) En opérant ainsi, on diminue, en effet, la self-induction du primaire. Les nombres rapportés ici montrent qu'en même temps le nombre d'interruptions va en croissant.

D'une manière générale, le nombre d'interruptions diminue quand la self-induction augmente; c'est pourquoi il est notablement plus grand pour les petites bobines que pour les grandes ([1]).

Quant à l'intensité du courant, elle croît avec la surface de l'électrode active, mais non proportionnellement à celle-ci, la densité du courant diminue, en effet, quand on augmente la surface du fil ([2]).

L'effet d'interruption commence pour une certaine densité critique et le nombre d'interruptions par seconde croît ensuite avec la tension. La tension minimum nécessaire dépend essentiellement des dimensions du circuit. M. Wehnelt a pu l'abaisser jusqu'à 12 volts. Enfin, d'un autre côté, on peut pousser la tension assez loin, jusqu'à 220 volts, par exemple.

On sait que M. d'Arsonval a montré que l'interrupteur Wehnelt se prête très bien à l'emploi du courant alternatif pour l'alimentation d'une bobine d'induction ([3]). Les deux phases sont alors interrompues une ou plusieurs fois chacune, suivant la self-induction et la tension employées et, comme on obtient encore une direction bien marquée pour les décharges, il y a lieu de conclure que la force électromotrice induite est plus faible, quand l'électrode active est négative, que lorsqu'elle est positive.

Ayant réalisé, pour une bobine d'induction donnée, les conditions les plus favorables pour la marche en courant continu, on n'aura rien à y changer pour se servir de courant alternatif. Néanmoins il serait bon d'affaiblir, autant que possible, la phase pour laquelle l'électrode active est négative, en constituant l'électrode inactive en aluminium et en intercalant dans le circuit un nombre convenable de voltamètres avec une électrode d'aluminium. Si, en effet, on n'élimine pas cette phase nuisible du courant alternatif, l'électrode active s'échauffera, surtout avec de hautes tensions, au point que l'interruption ne se produira plus au moment où le signe de cette

---

([1]) Avec les anciennes bobines, portant un fort enroulement secondaire, l'interrupteur est souvent mis subitement hors d'état de fonctionner, par suite de l'incandescence de l'électrode; une courte suspension du courant suffit pour lui rendre aussitôt son activité.

([2]) On pourrait, d'ailleurs, augmenter cette intensité sans augmenter la surface du fil, en disposant plusieurs électrodes actives l'une près de l'autre; dans ce cas. les interruptions se produisent tout aussi exactement qu'avec une seule électrode.

([3]) *C. R.*, 9, p. 531; 1899; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 206.

électrode passera de + à —, et les pôles se trouveront alors brusquement renversés [1].

De tous les électrolytes étudiés, c'est l'acide sulfurique étendu, marquant 20-25° Baumé (densité 1,16-1,2), qui s'est montré le plus avantageux, c'est-à-dire qu'il a donné la plus longue étincelle dans un même circuit.

Tous les métaux autres que le platine sont très rapidement détruits. Un fil de platine de 1 millimètre de diamètre suffit jusqu'à 10 ampères; au delà, il faudrait prendre un fil plus gros pour éviter un échauffement trop considérable de la partie qui n'est pas en contact avec l'électrolyte [2].

Pour l'électrode inactive, le mieux est de choisir un métal inattaquable par l'acide, le plomb, dans le cas général, et l'aluminium dans le cas particulier signalé plus haut.

La température de l'électrolyte n'a pas d'influence jusqu'à 70°; mais, au delà, la longueur de l'étincelle diminue et, vers 95°, les interruptions deviennent très irrégulières [3]. Il convient, par conséquent, de refroidir l'interrupteur, s'il doit fonctionner pendant longtemps.

D'après des mesures calorimétriques, l'échauffement de l'interrupteur constitue une perte d'énergie variable de 30 à 80 0/0, suivant la self-induction et l'intensité [4].

---

(1) On le constate facilement sur un tube de Röntgen, en particulier. Une courte suspension du courant ramènerait, d'ailleurs, l'appareil à l'état normal.

(2) L'appareil rudimentaire décrit plus haut a le grave inconvénient d'être rapidement détruit. M. Wehnelt décrit, à la fin de son mémoire, un interrupteur perfectionné qu'il a fait construire et qui lui permet de régler l'intensité du courant pendant la marche même de l'opération, en modifiant la longueur de l'électrode active.

Il a eu aussi l'idée de disposer le fil de platine à l'intérieur d'un tube en verre présentant une petite ouverture latérale par laquelle s'établit la communication avec le liquide Les interruptions sont encore très régulières et, détail intéressant, le phénomène lumineux ne se produit plus sur le fil, mais à l'orifice du tube. Avec une telle disposition, les interruptions ont lieu tout aussi bien, quel que soit le signe de l'électrode; malheureusement elles sont plus lentes, la résistance beaucoup plus grande de l'appareil ne se prête plus qu'aux hautes tensions, et enfin le tube se brise rapidement.

(3) M. Wehnelt a pu encore obtenir de grandes étincelles à 100°, c'est-à-dire très près du point d'ébullition (105°) de l'électrolyte, mais à condition d'employer de très grandes électrodes et une tension réduite (12 à 24 volts). Au point d'ébullition même, il n'y a plus d'interruption.

(4) Les interrupteurs platine-mercure entraînent aussi évidemment une perte analogue, mais sans doute moins considérable.

Étude du phénomène sur l'électrode active. — En observant l'électrode active par la méthode stroboscopique, on la voit s'envelopper d'une couche de gaz, qui est le siège de rapides tourbillons et qui semble brusquement faire explosion. En réalité, il n'y a pas explosion véritable, et cette gaîne de gaz se résout en un grand nombre de petites bulles qui montent à travers le liquide. M. Wehnelt a pu constater que la rupture du courant et cette sorte d'explosion accompagnée de lumière coïncident exactement. Puis le liquide touchant de nouveau l'électrode, le phénomène recommence.

En observant au spectroscope cette enveloppe gazeuse, M. Wehnelt a reconnu le spectre de l'hydrogène, avec d'autres lignes provenant des substances en présence (verre, platine, électrolyte); mais il n'a pu y déceler les lignes caractéristiques de l'oxygène, quel que soit d'ailleurs le signe de l'électrode active.

Enfin, faisant l'étude analytique des gaz dégagés à l'électrode active, il constata toujours la présence des deux gaz hydrogène et oxygène. Quand l'électrode est positive, et pour de faibles tensions (24 volts), on a un mélange explosif dans lequel l'oxygène prédomine; pour des tensions plus élevées (48-96 volts), le gaz devient de plus en plus explosif, par défaut d'oxygène. Si, au contraire, l'électrode est négative, il n'y a plus que des traces d'oxygène dans le mélange.

Étude du courant. — M. Wehnelt fait passer le courant (primaire) dont il se propose d'étudier les variations dans une petite bobine placée dans le voisinage d'un tube à rayons cathodiques de Braun (1) en activité. Les variations de l'intensité se traduisent alors par des déplacements de la tache luminescente sur l'écran du tube; en observant celui-ci au moyen d'un miroir tournant, on obtient des courbes qui reproduisent fidèlement ces variations.

On peut ainsi facilement noter les influences propres du secondaire, d'un noyau de fer, d'une capacité, etc.

On constate que l'intensité du courant éprouve, dans sa période croissante, un certain nombre d'oscillations, s'amortissant assez lentement; mais la chute qui suit est si rapide que les oscillations ayant lieu dans le secondaire ne peuvent plus l'influencer. Enfin les courbes montrent nettement l'interruption complète qui a lieu à chaque période.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 334; 1897.

L'intensité est maxima, ainsi que le nombre d'interruptions, quand il s'établit un arc lumineux entre les extrémités du secondaire.

La présence d'un condensateur entre les bornes de l'interrupteur détermine une diminution de l'intensité et du nombre d'interruptions.

Il n'est pas possible de citer ici toutes les particularités observées sur les courbes de courant par M. Wehnelt. Mais il est encore un fait qu'il semble particulièrement intéressant de signaler, attendu qu'il fournit un moyen facile de faire varier à volonté le nombre d'interruptions pour une bobine d'induction donnée. A cet effet, on la met en série avec un conducteur entre les bornes de l'interrupteur formant lui-même un second circuit avec la batterie et une simple bobine munie d'un noyau de fer. En enfonçant lentement celui-ci dans la bobine, on peut augmenter progressivement l'intensité et le nombre d'interruptions.

Essai d'explication du phénomène d'interruption. — M. Wehnelt pense que l'interrupteur est le siège d'oscillations électriques dont la période T serait précisément égale à la période d'interruption observée. S'il en est ainsi, cette période doit croître, comme on le sait, avec la self-induction L du circuit et, sur ce point, il y a déjà concordance avec l'expérience. Il ne resterait plus qu'à faire cette hypothèse que la capacité électrolytique C de l'électrode active varie avec la tension de telle façon qu'elle soit effectivement liée à la période d'interruption T et à la self-induction L par la relation voulue.

$$T = \pi . \sqrt{LC}.$$

Or voici deux ordres de faits qui sembleraient confirmer cette manière de voir :

En premier lieu, la capacité C, tirée de cette relation, en donnant aux quantités T et L les valeurs de la période d'interruption observée et de la self-induction de la bobine, est de l'ordre de grandeur attendu pour une telle électrode.

En second lieu, on observe aux bornes de l'interrupteur une tension effective double de la tension employée. Or ce cas est bien connu dans la technique des courants alternatifs, où il porte le nom de résonnance de la tension ; il se produit quand une self-induction et une capacité disposées en série forment un système dont la période d'oscillation propre est la moitié de la période du courant alternatif employé.

Cependant, d'une part, il n'est pas encore démontré qu'une capacité électrolytique puisse donner lieu à des oscillations, tout comme la capacité d'un condensateur ordinaire, et, d'autre part, l'expérience montre que l'interrupteur fonctionne encore quand il est formé avec une électrode impolarisable (cuivre dans du sulfate de cuivre), et que le platinage de l'électrode active n'influe pas sur la période d'interruption, ce qui semble en contradiction formelle avec l'hypothèse précédente.

Aussi, en attendant que ces points soient éclaircis, M. Wehnelt s'en tient à une théorie purement mécanique que voici, pour le phénomène présenté par l'électrode active (positive) :

Par suite du retard apporté par la self-induction à l'établissement du courant, il se dégage d'abord, pendant un certain temps, de l'oxygène seul par action électrolytique sur l'électrode. Mais, à partir d'une certaine valeur de l'intensité, l'échauffement détermine l'évaporation de l'électrolyte ; le courant, en traversant le mélange gazeux, décompose partiellement la vapeur d'eau, l'électrolyte jouant ici le rôle d'une électrode. Puis, comme la distance va en augmentant entre l'électrode et l'électrolyte, il arrive un moment où le courant se rompt, et c'est à l'étincelle de rupture qu'est due la lumière intense observée. Enfin, l'enveloppe gazeuse ayant disparu, le liquide revient au contact du fil de platine, si celui-ci n'est pas trop chaud, et le phénomène recommence.

Dans le cas où la self-induction serait trop faible, le fil de platine s'échaufferait au point de ne plus refroidir assez pour que le contact ait lieu, et le phénomène prendrait alors l'allure de celui qu'on observe en l'absence de self-induction.

Application de l'interrupteur. — L'interrupteur se prête à bien des expériences : c'est ainsi, pour ne prendre qu'un exemple, qu'on peut reproduire avec lui l'expérience bien connue d'Elihu Thomson sur la répulsion due à la différence de phase, en se servant cette fois d'un courant continu.

Il semble qu'on puisse l'utiliser avantageusement avec les transformateurs de courants alternatifs. En effet, il peut donner aux bornes du primaire une tension effective double de la tension employée, de sorte qu'on peut ainsi doubler la tension obtenue dans le secondaire sans changer le rapport de transformation.

H. Bagard.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE ;

4e période, t. V et VI ; 1898.

W. SPRING. — **Sur le rôle des composés ferriques et des matières humiques dans le phénomène de la coloration des eaux et sur l'élimination de ces substances sous l'influence de la lumière solaire. — T. V, p. 5.**

Comme la couleur propre de l'eau pure est le bleu, et que les particules solides extrêmement ténues en suspension dans ce liquide laissent passer de préférence les radiations de grande longueur d'onde, la lumière ayant traversé un tel milieu aura une teinte verdâtre. Toute cause tendant à faire disparaître le trouble devra ramener au bleu la teinte des eaux, si celles-ci ne sont pas déjà colorées par des substances en dissolution.

Les sels ferriques, sous l'action de la lumière solaire, précipitent les matières humiques dissoutes dans l'eau, en se convertissant en sels ferreux qui ont un pouvoir colorant sans importance. Les eaux de fleuves, tels que le Nil, qui contiennent dans les régions supérieures des sels ferriques et des matières humiques, présentent la teinte verdâtre des milieux troubles, tandis que les eaux deviennent bleues en se rapprochant de la mer, parce que, sous l'influence du soleil, le travail d'épuration s'est effectué.

Ainsi s'expliquent de même les tons bleus foncés de la haute mer et en général des grandes masses d'eau.

H. SCHOENTJES. — **Sur un pyromètre portatif basé sur l'emploi d'un millivoltmètre Weston et d'un couple thermo-électrique platine. — Platine rhodié 10 0/0. — T. V, p. 136.**

C'est un instrument de laboratoire dont l'usage est limité à la mesure de hautes températures (1775°), confinées dans de très petits espaces.

EDM. VAN AUBEL. — **Influence du magnétisme sur la polarisation des diélectriques et l'indice de réfraction. — T. V, p. 143.**

Dans les expériences effectuées, en 1885, par M. Van Aubel avec la paraffine, la gutta-percha, la gomme laque, le verre et le soufre,

l'action du magnétisme n'a pu influencer la polarisation diélectrique de ces corps. Ce résultat est conforme à ceux obtenus récemment par M. K.-R. Koch (1) et antérieurement par M. Palaz (2), par M. P. Drude (3), lequel opérait avec le sulfure de carbone. Il semble que, s'il existe une action, celle-ci, quoique très faible, devrait être mise en évidence en expérimentant avec le bismuth.

RAOUL PICTET. — L'automobilisme et la force motrice; le moteur air-eau. — T. V, p. 350, 444, 550; et t. VI, p. 16.

Si l'on veut qu'une voiture automobile conserve une vitesse toujours la même, malgré les accidents de terrain d'une route, il faut que le moteur qui l'actionne puisse, le cas échéant, fournir une puissance sept ou huit fois supérieure à celle qu'il donne en belle route horizontale. Or une telle condition est désastreuse pour le rendement du moteur; ainsi une machine à vapeur qui fonctionnerait de manière à fournir seulement le 1/8 de la puissance qu'elle est susceptible de donner, aurait un rendement qui ne saurait être plus élevé que 0,05. Un rendement supérieur à ce nombre peut être obtenu en utilisant l'augmentation de pression qui résulte de la vaporisation dans l'air sec d'une certaine quantité d'eau. Un compresseur à air fonctionne de la pression atmosphérique jusqu'à 10 ou 12 atmosphères; de l'eau est entraînée pendant l'aspiration et se pulvérise dans le cylindre où les gaz subissent l'action de températures élevées avant d'être introduits dans les cylindres moteurs. Le rendement est d'autant plus grand que la pression des gaz au moment de l'échappement et après la détente est plus voisine de la pression atmosphérique. M. Pictet déduit de là les dimensions susceptibles du meilleur rendement.

S. GUGGENHEIMER. — Contributions expérimentales à l'étude des rayons Röntgen. — T. V, p. 222.

Le fait le plus intéressant signalé par M. Guggenheimer dans la première partie de son mémoire qui traite « de l'influence des rayons Röntgen sur la distance explosive de l'étincelle électrique » est que

(1) Koch, *Annalen der Physik*, t. LXIII, p. 132; 1897.
(2) *Archives de Genève*, (3), t. XVII, p. 422 et 427; 1887.
(3) *Annalen der Physik*, t. LII, p. 498; 1894.

l'effet des radiations actives s'exerce principalement sur le pôle négatif du micromètre, sans toutefois que l'effet sur le pôle positif soit négligeable.

Dans la seconde partie, qui traite « des effets actinoélectriques des rayons Röntgen », l'auteur conclut de ses expériences que, si l'on plonge deux électrodes identiques dans un liquide, et si l'on expose l'une des électrodes à l'action des rayons Röntgen, il se produit un courant électrique qui va généralement de l'électrode exposée aux rayons X à l'autre électrode en passant par le circuit extérieur. L'intensité de ce courant augmente avec l'intensité du rayonnement qui frappe l'électrode.

HENRI VEILLON. — Quelques expériences avec les cohéreurs. — T. V, p. 416.

Le rôle joué par les conducteurs interposés entre l'excitateur et le cohéreur est très complexe, et quelques singularités intéressantes méritent d'être signalées.

I. L'axe du tube du cohéreur étant horizontal, deux demi-parois verticales empiétant l'une sur l'autre laissent traverser l'action inductrice sur le cohéreur, tandis que deux demi-parois horizontales empiétant l'une sur l'autre la suppriment.

II. Une ouverture pratiquée dans un écran laisse passer l'action inductrice; un tuyau de même diamètre fixé à l'écran et dirigé comme le cohéreur l'intercepte comme si l'écran était plein.

III. L'action inductrice, empêchée par le tuyau, réapparaît aussitôt que l'on place un écran près du cohéreur normalement à la droite (axe fondamental) qui joint le cohéreur au centre de l'excitateur. Elle réapparaît de même lorsque le plan de l'écran passe par l'axe du cohéreur et par l'axe fondamental; elle ne réapparaît pas lorsque le plan de l'écran, passant par l'axe fondamental, est perpendiculaire à l'axe du cohéreur.

IV. L'induction, interrompue par le tuyau, réapparaît en plaçant parallèlement au cohéreur et près de lui un conducteur linéaire isolé; dans les deux autres directions principales, perpendiculaires à celle-ci, le conducteur linéaire ne jouit pas de cette propriété

E. GUTTON. — Sur les écrans électro-magnétiques. — T. VI, p. 549.

M. Gutton complète les expériences de M. Veillon, signalées plus haut, et donne un aperçu de l'explication des faits, contenu dans l'énoncé suivant : « Si un écran de dimensions peu considérables. placé en avant d'un excitateur, empêche les ondes d'agir sur un cohéreur placé en avant de l'écran, l'action sur le cohéreur peut être rétablie au moyen d'un second écran ou d'un fil métallique placé près de ce cohéreur, à condition toutefois que l'écran ou le fil ne soient pas dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'excitateur en son milieu. »

Dans les ondes issues de l'excitateur, les lignes de force électrique aboutissent normalement aux surfaces conductrices, et les lignes de force magnétique sont tangentes à ces surfaces.

D'après le théorème de Poynting, l'énergie électro-magnétique se propage, en un point du champ hertzien, normalement au plan déterminé par les directions de la force électrique et de la force magnétique ; il en résulte qu'au voisinage d'une surface conductrice l'énergie se propage parallèlement à cette surface. M. Gutton ayant vérifié directement ce résultat par l'expérience, on peut conclure qu'une partie de l'énergie rayonnée par l'excitateur longe la surface du premier écran, qu'elle contourne par ses bords, et se répand dans l'espace situé en avant, du côté du cohéreur, puis, atteignant le second écran, les ondes sont détournées et ramenées le long de la surface de cet écran, d'où elles arrivent jusqu'au cohéreur placé très près de là.

On explique de même qu'un écran secondaire ou un fil métallique normaux à l'axe du cohéreur et passant par l'axe fondamental ne produisent aucun effet. En effet, en tous les points de ce plan, qui est un plan de symétrie des appareils, les lignes de force électrique sont normales au plan, et les lignes de force magnétique sont dans le plan ; si on y place un écran métallique mince, les ondes se trouvent avoir leurs lignes de force électrique normales aux surfaces métalliques de l'écran et leurs lignes de force magnétique tangentes à ces surfaces ; tout se passe donc comme si l'écran n'existait pas.

F.-Louis PERROT. — Thermo-électricité du bismuth cristallisé. — T. VI, p. 105 et 229.

Les échantillons de bismuth cristallisé ont été obtenus après fusion et refroidissement lent; des parallélipipèdes trirectangles ont été taillés de façon à présenter une face normale aux plans de clivage et une face normale à l'axe.

La détermination des forces thermo-électriques a été effectuée entre le bismuth et le cuivre dans deux cas différents : 1° lorsque la ligne des points d'attache du cuivre est parallèle à l'axe du cristal $\parallel$; 2° lorsque la ligne des points d'attache du cuivre est perpendiculaire à l'axe du cristal $\perp$.

On obtenait des températures différentes aux points de contact du bismuth et du cuivre, en faisant reposer le parallélipipède de bismuth par sa base inférieure sur la partie horizontale parfaitement polie d'une plaque de cuivre épaisse dont les prolongements, coudés en fer à cheval, plongeaient verticalement dans un grand vase plein d'eau froide, et en appliquant sur la face supérieure du prisme de bismuth le fond d'une boîte métallique en cuivre, parcourue par un courant d'eau chaude.

Afin d'obtenir un contact convenable entre le cuivre et le bismuth, l'ensemble de l'appareil était serré, jusqu'à premier refus, entre les mâchoires d'une *presse à coussinet*.

La force thermo-électrique était proportionnelle à la déviation constatée avec un galvanomètre Wiedemann-d'Arsonval; la différence des températures était mesurée au moyen de couples cuivre-maillechort.

Résultats. — 1° La force électromotrice, pour un degré de différence entre les températures t et t' des soudures, va en augmentant avec la température entre 10° et 100° ;

2° Cette augmentation est plus rapide pour les soudures $\perp$ que pour les soudures $\parallel$; il en résulte que le rapport des forces électromotrices $\frac{\parallel}{\perp}$ va en diminuant à mesure que $(t + t')$ augmente ;

3° Les courbes entre 0° et 100° sont des paraboles dont la convexité est tournée du côté de l'axe des températures, contrairement aux faits classiques ;

4° Les valeurs moyennes des valeurs absolues des forces électro-

motrices sont représentées dans le tableau suivant où $t = 11°$:

Pour t' =	30°	50°	70°	95°	100°
Force électromotrice ‖	0ᵛ,00190	0,00396	0,00610	0,00899	0,00965
Force électromotrice ⊥	0 ,00084	0,00184	0,00299	0,00447	0,00481

Il y a lieu de signaler toutefois des écarts appréciables entre les résultats obtenus avec les différents échantillons de bismuth, dus évidemment à des différences dans la cristallisation et dans la trempe des échantillons au moment du refroidissement.

M. Perrot fait, dans l'introduction de son mémoire, un exposé très complet des recherches antérieures effectuées sur ce sujet.

EDM. VAN AUBEL. — Sur la mesure des températures au moyen du couple thermo-électrique fer-constantan. — T. VI, p. 169.

L'auteur énonce la liste des savants qui ont fait usage du couple fer-constantan. Ce sont MM. H. Rubens (¹), Czermak et Rubens (²), Fuchs (³), Kleiner (⁴), Holborn et Wien (⁵), et Troost (⁶).

L. DECOMBE. — La résonnance multiple des oscillations électriques. — T. VI, p. 121.

Un excitateur émet une onde électrique de période unique, comme le pensent MM. Poincaré et Bjerkness, et non un ensemble de radiations, formant une sorte de spectre continu, comme le croyaient MM. Sarrasin et de La Rive. Pour le démontrer, M. Décombe a repris l'expérience de Feddersen en dilatant par la rotation rapide d'un miroir concave l'image de l'étincelle explosive d'un excitateur. Ces images se forment sur une plaque photographique et l'observation de chacune des épreuves obtenues démontre nettement *qu'il existe une période parfaitement déterminée pour chaque excitateur.*

(¹) *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t. XVIII, p. 65.
(²) *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t. XVIII, p. 135 et 137.
(³) FUCHS, *Ueber das thermoelektrische Verhalten einiger Nickel-Kupfer Legierungen*. Graz, 1893.
(⁴) *Archives de Genève*, (3), t. XXXII, p. 280.
(⁵) *Annalen der Physik*, t. LIX, p. 213.
(⁶) *C. R.*, p. 1751 (1898).

L.-M. VANDEVYVER. — **Appareil pour la détermination du point de fusion. — T. VI, p. 129.**

Si un corps qui fond imbibe une plaque diffusant par transparence (papier, verre dépoli, etc.), il est pratique d'utiliser cette propriété pour déterminer exactement la température de fusion ; on le place sur la plaque diffusante qui est portée par une tige à laquelle est fixé un miroir plan incliné réfléchissant la plaque. Le tout est enfermé dans une enceinte réchauffante (tube à essai plongé dans un bain de liquide chaud et transparent).

C.-E. GUYE. — **Méthode pour déterminer la puissance dans un appareil parcouru par des courants sinusoïdaux de puissance élevée. — T. VI, p. 446.**

La méthode de MM. Ayrton et Sumpner [1], publiée en 1891 et dite « méthode des trois voltmètres », présente l'inconvénient d'absorber dans la résistance auxiliaire R sans self-induction au moins autant d'énergie que dans l'appareil d'utilisation lui-même. Il en est de même de la méthode dite des trois ampèremètres. Dans le cas de courants alternatifs d'amplitude sinusoïdale et de fréquence élevée, M. Guye propose de remplacer la résistance auxiliaire R par une bobine à grande self-induction L. Une construction graphique simple permet alors de déterminer la puissance consommée dans l'appareil d'utilisation à l'aide des indications des trois voltmètres et de la connaissance du coefficient L de la bobine. Cette méthode présente l'avantage de n'absorber qu'une puissance négligeable dans la résistance auxiliaire et de n'exiger, avec les puissances élevées, que des appareils peu encombrants.

---

(1) La méthode de MM. Ayrton et Sumpner consiste dans la détermination des voltages efficaces : V_2 aux bornes d'une résistance R dépourvue de self-induction disposée en série sur l'appareil utilisé aux extrémités duquel on mesure la tension V_1. Le voltage V mesuré aux bornes de l'ensemble des deux appareils, termine la série des déterminations qui conduisent au calcul de la puissance consommée représentée par :

$$w = \frac{1}{2R}\,(V^2 - V_1^2 - V_2^2).$$

Eric Gérard, *Mesures électriques*, p. 245.

Ch. DUFOUR. — Phénomènes intéressants constatés pendant l'éclipse de lune du 3 juillet 1898. — T. VI, p. 437.

Dans l'éclipse de lune du 3 juillet 1898, on voyait bien la couleur rouge sombre qui est donnée par les rayons réfractés par l'atmosphère de la terre. Il y a lieu de conclure que notre atmosphère présentait ce jour-là quelque transparence et n'était pas rendue opaque par des poussières en suspension, comme après l'éruption du volcan de l'île de Sumbrava, près de Célèbes, le 5 avril 1815, phénomène qui fût constaté par la disparition complète de la lune dans l'éclipse de 1816, comme aussi après l'éruption du Krakatoa, qui produisit le même effet dans l'éclipse de 1884. Ce phénomène d'absorption des rayons solaires est explicable si l'on remarque qu'une épaisseur de fumée de 692 millimètres suffit pour qu'à trois heures de l'après-midi, en temps clair, on ne puisse pas apercevoir la moindre trace du disque du soleil.

R. Dongier.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXVII, n° 4 ; 1899 (*suite*).

F. KURLBAUM. — Aenderung der Emission und Absorption von Platinschwartz und Russ mit zunehmender Schichtdicke (Influence de l'épaisseur sur l'émission et l'absorption du noir de platine et du noir de fumée). — P. 846-858.

Cette question est importante, puisque ces substances servent à recouvrir les piles thermoélectriques, bolomètres, etc., qui servent à étudier le rayonnement, et qu'il importe de savoir si leurs propriétés se rapprochent assez de celles d'un corps « parfaitement noir ».

Émission. — Comme l'avaient fait pour le noir de fumée MM. Crova et Compan[1], M. Kurlbaum étudie l'émission à 100° d'une surface recouverte de couches d'épaisseurs variables de noir de fumée ou de noir de platine. Le principe de la méthode employée est le même. On compare l'émission de la surface à étudier à celle d'un corps parfaitement noir réalisé par une enceinte fermée percée d'une petite

(1) *C. R.*, t. CXXVI, p. 707 ; 1898.

ouverture. L'enceinte n'est pas sphérique, mais a la forme particulière décrite antérieurement. L'appareil de mesure est un bolomètre.

Je ferai remarquer à ce sujet que ce bolomètre, comme la pile thermoélectrique employée par M. Crova, *est lui-même recouvert d'une couche de noir*. Les nombres trouvés ne représentent donc, en toute rigueur, le pouvoir émissif que si on peut admettre pour cette couche elle-même un pouvoir absorbant qui ne varie pas avec la longueur d'onde, dans l'étendue du spectre utilisé. Cela n'est pas certain, le spectre d'un corps noir à 100° renfermant des radiations de grande longueur d'onde moins absorbables.

Quoi qu'il en soit, M. Kurlbaum trouve, par ce procédé, que le pouvoir émissif du *noir de fumée* croît rapidement avec l'épaisseur de la couche, atteint un maximum (il y a *environ* 33 milligrammes de noir par décimètre carré), puis décroît lentement, ce que l'auteur explique par un défaut de conductibilité calorifique entraînant l'existence d'une différence de température entre les faces de la couche. Ces résultats sont d'accord avec ceux de MM. Crova et Compan.

Mais l'auteur n'a pas réussi à obtenir une valeur du pouvoir émissif plus grande que 0,945, tandis que les physiciens français ont obtenu environ 0,98 avec des couches de noir lavées à l'alcool ; d'après lui, le passage à l'alcool n'augmente le pouvoir émissif que dans le cas des couches minces.

Le pouvoir émissif du platine platiné (technique de l'électrolyse, p. 848) croît constamment avec l'épaisseur du noir de platine déposé, et on peut atteindre, par exemple, la valeur 0,97. Le pouvoir émissif varie d'abord lentement à mesure que l'épaisseur de la couche augmente, ce qui paraît dû à un défaut d'homogénéité du dépôt électrolytique.

Absorption. — La loi de Kirchhoff, appliquée déjà par M. Crova, montre que les nombres obtenus donnent également la valeur du pouvoir absorbant. En toute rigueur, ce pouvoir absorbant est celui que possède le corps à la température de 100° ; de plus, il représente le pouvoir absorbant moyen pour un faisceau particulier (1) : celui émis par un corps noir à 100° (dont le maximum paraît être vers $\lambda = 8\mu$).

---

(1) Je renverrai, au sujet de la loi de Kirchhoff étendue à un faisceau non monochromatique, à un travail que j'ai publié dans la *Revue générale des Sciences*, 15 mars 1899, p. 102.

Si donc le pouvoir absorbant varie notablement avec la longueur d'onde, les nombres trouvés ne représentent pas le pouvoir absorbant pour un faisceau quelconque. Le pouvoir absorbant de couches *minces* dépend beaucoup de la nature de la radiation. Ainsi, d'après M. Kurlbaum, une couche de noir de fumée peut n'émettre et n'absorber que 40 0/0 du rayonnement d'un corps noir à 100° et cependant paraître tout à fait noire pour les radiations visibles.

Il faut donc employer des couches suffisamment épaisses pour recouvrir les instruments servant à étudier la répartition de l'énergie dans le spectre, ou à mesurer un rayonnement donné ; et il est bon d'étudier l'effet des variations d'épaisseur de ces couches. J'ajouterai que cette précaution doit être prise aussi dans le cas des mesures mêmes de MM. Crova et Kurlbaum.

D'accord avec M. Crova et M. Angström, l'auteur estime que le meilleur absorbant actuel est le platine platiné dans des conditions déterminées, puis enfumé légèrement. Le noir de platine est meilleur conducteur que le noir de fumée, et, pour une même valeur du pouvoir absorbant, il a une capacité calorifique moindre. Ce n'est pourtant pas encore un absorbant parfait. MM. Rubens et Nichols ont trouvé qu'il absorbe mal l'infra-rouge extrême.

A. Cotton.

E. KETTELER. — Studien zur Totalreflexion und Metallreflexion (Études sur la réflexion totale et la réflexion métallique). — P. 879-893.

A propos du mémoire de W. Voigt, M. Ketteler remarque qu'il y a quelques erreurs d'interprétation, une véritable onde réfractée susceptible d'existence propre ne pouvant se produire dans la réflexion totale. L'existence de l'onde évanescente, prévue d'abord par Cauchy, établie expérimentalement par Quincke, est en quelque sorte liée à la surface même ; l'onde ne saurait ni mathématiquement, ni physiquement, en être détachée. Dans son *Optique théorique* (Brunswick, 1885), l'auteur a donné les équations de la réflexion totale et de la réflexion métallique, et a nettement distingué les deux. Dans la réflexion totale, l'énergie moyenne de l'onde réfléchie est égale à celle de l'onde incidente. Il y a une période durant laquelle la force vive de l'onde incidente dépasse la force vive de l'onde réfléchie ; dans l'instant suivant, l'onde réfléchie a au contraire une force vive supérieure à celle de l'onde incidente ; ce qu'on appelle l'onde

réfractée (évanescente) possède *une éne gie moyenne rigoureusement nulle ;* on ne peut donc la manifester autrement que par des artifices analogues à celui de Quincke, et non la rendre visible à l'extérieur.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique ;

7e série, t. XVII ; mai 1899.

James Dewar. — *Sur le point d'ébullition de l'hydrogène liquide sous pression réduite*, p. 5.

James Dewar. — *Application de l'hydrogène liquide à la production de hauts vides, et leur examen spectroscopique*, p. 12.

A. Crova. — *Note sur l'actinomètre à alcool*, p. 22.

E. Mascart et H. Bénard. — *Sur le pouvoir rotatoire du sucre*, p. 125.

Archives des Sciences physiques et naturelles ;

4e période, t. VII ; mai 1899.

H. Dufour. — *Note sur l'interrupteur électrolytique de Wehnelt*, p. 421.

Th. Tommasina. — *Sur un cohéreur très sensible, obtenu par le simple contact de deux charbons et sur la constatation d'extra-courants induits dans le corps humain par les ondes électriques*, p. 430.

Wiedemann's Annalen ;

T. LXVIII, n° 5 ; 1899.

W. Hallwachs. — *Réfraction à double auge, et recherches sur les solutions de bromure de cadmium, de sucre, d'acides di et trichloracétiques, et de leurs sels de potasse*, p. 1.

G. Breithaupt. — *Sur les propriétés optiques de couches d'or et de platine obtenues par réduction à chaud* (eingebrannten), p. 46.

E. Ketteler. — *Le pendule dans l'air comme excitateur d'ondes et comme résonateur*, p. 74.

A. Neugschwender. — *Nouvelle méthode pour observer les ondes électriques* (2e mémoire), p. 92.

J. Stark. — *Sur la pseudo-précipitation* (Pseudofällung) *et la formati de flocons*, p. 117.

E. Ketteler. — *Note sur les phénomènes magnéto-optiques*, p. 125.

G. Mie. — *Sur les mouvements possibles de l'éther*, p. 129.

W. Voigt. — *Encore sur l'onde réfractée dans la soi-disant réflexion total* p. 135.

W. Hempel. — *Mesure relative d'isolation pour la chaleur de divers disp sitifs*, p. 137.

W. Voigt. — *Théorie cinétique des liquides*, p. 139.

H. Wanner. — *Note sur l'élargissement des raies D*, p. 143.

N° 6.

O. Wiener. — *Observation des franges, au développement de plaq daguerriennes exposées à la lumière à l'aide d'une couche d'iodure d'arge en forme de coin*, p. 145.

H. Scholl. — *Sur les transformations de l'iodure d'argent à la lumière da la méthode de Daguerre*, p. 149.

K. Mack. — *Recherches expérimentales sur certaines formes de cour dans les liquides*, p. 183.

W. Hillers. — *Influence de la pression gazeuse sur les courants électriq produits par les rayons Röntgen*, p. 196.

A. Wehnelt. — *Interrupteur électrolytique*, p. 233.

H.-T. Simon. — *Loi d'action de l'interrupteur Wehnelt*, p. 273.

F. Himstedt. — *Décharge par les pointes dans les courants de haute f quence*, p. 294.

W. Donle. — *Essai de détermination de l'ordre de grandeur de la press qui règne dans les radiomètres*, p. 306.

C. Liebenow. — *Thermodynamique des piles thermoélectriques*, p. 316.

S. Meyer. — *Propriétés magnétiques des éléments*, p. 325.

V. v. Lang. — *Sur les vibrations transversales des fils de caoutchouc*, p. 3

C. Bender. — *Indices de réfraction de l'eau pure et de solutions sali normales*, p. 343.

L. Boltzmann et H. Mache. — *Sur une modification de l'équation d'état Van der Waals*, p. 350.

W. Voigt. — *Nouvelle communication sur la théorie du phénomène Zeeman*, p. 352.

J. Zenneck. — *Le contrôle exact du nombre d'alternances dans un cour alternatif*, p. 365.

TABLE DES MATIÈRES.

AOUT 1899.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — SEPTEMBRE 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

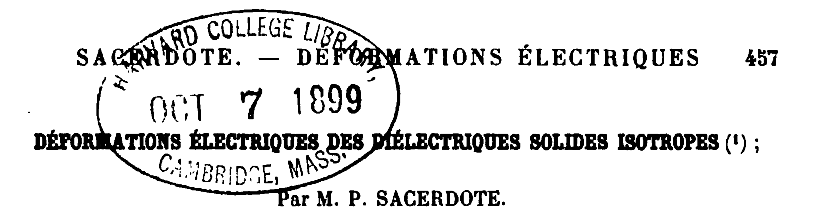
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

(*Voir* la suite à la page 3.)



DÉFORMATIONS ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES SOLIDES ISOTROPES [1] ;

Par M. P. SACERDOTE.

On sait depuis longtemps que, lorsqu'un diélectrique solide devient le siège d'un champ électrique, il se déforme; exemple : par la charge, la capacité interne et le volume extérieur d'une bouteille de Leyde augmentent; un condensateur cylindrique s'allonge, etc. Ces phénomènes ont été étudiés expérimentalement par divers physiciens : Fontana, Volpicelli, Govi, Duter, Righi, Quincke, Korteweg et Julius, Cantone. D'autres ont essayé d'en prévoir les lois par la théorie : Moutier, Korteweg, Lorberg, Kirchhoff, Röntgen, Vaschy, Curie, Duhem [2]. Mais les résultats expérimentaux étaient en contradiction les uns avec les autres sur certains points; il en était de même des résultats théoriques, et, en outre, ceux-ci ne s'accordaient pas complètement avec les premiers. Je me suis proposé :

1° D'établir les *formules de déformation des diélectriques des condensateurs*, en me basant uniquement sur les principes fondamentaux de la conservation de l'énergie et de l'électricité; — d'en dégager les *lois*, — et d'en déduire les *causes* de ces phénomènes ;

2° En passant ensuite en revue les divers essais de théorie précédemment faits, je montrerai que toutes les divergences qu'ils présentaient entre eux n'étaient dues qu'à des erreurs et qu'une fois celles-ci rectifiées on retombe toujours sur des résultats en accord avec ma théorie ;

3° Enfin la critique des travaux expérimentaux nous indiquera pourquoi ils n'ont pas toujours confirmé les prévisions théoriques.

ÉTUDE PRÉLIMINAIRE.

Dans ce qui suit, je ferai constamment intervenir les *variations qu'éprouve la constante diélectrique d'un solide primitivement isotrope lorsqu'on le déforme mécaniquement.*

Cette question n'a presque pas été étudiée jusqu'à présent; je vais

(1) Extrait d'un mémoire plus étendu qui paraîtra prochainement.
(2) Voir la bibliographie qui est à la fin du mémoire complet.

donc tout d'abord donner à ce sujet quelques définitions et établir quelques relations fondamentales.

Découpons dans notre solide isotrope une lame plane rectangulaire à faces parallèles et prenons-la comme diélectrique d'un condensateur plan dont les lignes de force seront perpendiculaires aux faces de la lame : soient x la direction de ces lignes de force, y et z celles des côtés du rectangle. Si nous soumettons la lame à une traction infiniment petite (dq par unité de surface) dans l'une des directions y ou z, elle se déformera et sa constante diélectrique deviendra :

$$(K + d_1K).$$

$\frac{1}{K}\frac{d_1K}{dq} = k_1$ sera par définition: le *coefficient de variation de la constante diélectrique par une traction perpendiculaire aux lignes de force;* on déduit de là:

$$d_1K = k_1 (Kdq).$$

Si, de même, nous soumettons la lame à une traction infiniment petite dq suivant la direction x des lignes de force, la constante diélectrique deviendra $(K + d_2K)$ et $\frac{1}{K}\frac{d_2K}{dq} = k_2$ sera le *coefficient de variation de la constante diélectrique par traction parallèle aux lignes de force;* d'où :

$$d_2K = k_2 (Kdq).$$

Nous admettrons que :

1° La *variation de la constante diélectrique change de signe*, comme la déformation, si l'on exerce des *pressions au lieu de tractions;*

2° En outre, comme il s'agit de déformations très petites : la *variation de la constante diélectrique par plusieurs tractions simultanées est la somme de celles que produirait chacune de ces tractions agissant séparément.*

Ceci posé, il serait facile d'établir les propositions suivantes :

I. *Si une lame de forme et d'épaisseur quelconques est soumise sur toute sa surface à une traction normale et uniforme, la variation de la constante diélectrique est* $(2k_1 + k_2)Kdq$; nous désignerons souvent $k = 2k_1 + k_2$ sous le nom de *coefficient de variation de la constante diélectrique par traction superficielle, uniforme.*

II. *Étant donnée une lame diélectrique sphérique infiniment mince*, les lignes de force dirigées suivant les rayons, *la constante diélec-*

trique varie de $\pm \frac{R}{e} k_1 K dp$ *lorsqu'on soumet cette lame à une pression uniforme dp s'exerçant sur la face interne ou externe seulement* (R et e désignent le rayon et l'épaisseur de la lame).

I. — Théorie.

Soit une lame diélectrique dont les faces S_1, S_2 (*fig.* 1) ont été couvertes d'une couche conductrice (infiniment mince) de manière à former un condensateur fermé; désignons par :

U_1, le volume de la cavité interne;

U_2, le volume extérieur du diélectrique;

$U = U_2 - U_1$, le volume de la matière diélectrique.

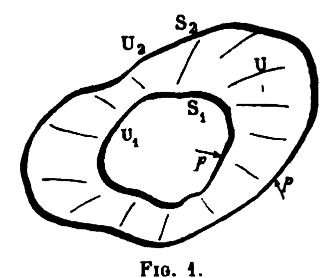


Fig. 1.

Je me propose de trouver les variations (ΔU), (ΔU_1), (ΔU_2), quand on charge le condensateur à une différence de potentiel V.

Variation de volume de la matière diélectrique (ΔU). — Imaginons qu'il s'exerce sur S_1 et S_2 une *pression* p, et maintenons la *température constante;* l'état du système sera fonction de deux variables pV; pour une transformation dp, dV, il faudra fournir un travail $d\mathfrak{T}$ donné par :

$$d\mathfrak{T} = V dM - p dU,$$

M désignant la charge électrique du condensateur.

$M = CV$, si C représente la capacité électrique;

dM est une différentielle exacte d'après le principe de la conservation de l'électricité. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} d\mathfrak{T} &= V\left(\frac{\partial M}{\partial V} dV + \frac{\partial M}{\partial p} dp\right) - p\left(\frac{\partial U}{\partial V} dV + \frac{\partial U}{\partial p} dp\right) \\ &= \left(V \frac{\partial M}{\partial V} - p \frac{\partial U}{\partial V}\right) dV + \left(V \frac{\partial M}{\partial p} - p \frac{\partial U}{\partial p}\right) dp. \end{aligned}$$

Or $d\mathfrak{T}$ doit être une différentielle exacte, puisque la température reste constante :

$$V\frac{\partial^2 M}{\partial V\partial p}-\frac{\partial U}{\partial V}-p\frac{\partial^2 U}{\partial V\partial p}=\frac{\partial M}{\partial p}+V\frac{\partial^2 M}{\partial V\partial p}-p\frac{\partial^2 U}{\partial p\partial V};$$

d'où :

$$\frac{\partial U}{\partial V}=-\frac{\partial M}{\partial p}=-V\frac{\partial C}{\partial p}.$$

La variation de la capacité par la pression $\frac{\partial C}{\partial p}$ est faible, on peut donc négliger ses propres variations avec V, c'est-à-dire regarder $\frac{\partial C}{\partial p}$ comme indépendant de V ; en intégrant, on a alors :

$$(1)\qquad \Delta U=\left(-\frac{\partial C}{\partial p}\right)\frac{V^2}{2}\qquad \text{ou}\qquad \Delta U=\left(-\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p}\right)W,$$

en désignant par W l'énergie dite électrique du condensateur.

Cette formule est vraie, quelle que soit la valeur de p ; elle nous donnera encore la déformation pour $p=0$, c'est-à-dire dans le cas du condensateur libre qui est celui que nous voulons étudier.

Occupons-nous maintenant du terme $\left(-\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p}\right)$; la capacité électrique est proportionnelle à une fonction linéaire des dimensions géométriques et à la constante diélectrique K ; quand la pression p change de dp, le diélectrique reste semblable à lui-même et isotrope ; le coefficient de diminution linéaire est $\frac{\gamma}{3}$, en désignant par γ le coefficient de compressibilité cubique de la matière diélectrique ; quant au coefficient de variation de la constante diélectrique, nous avons vu dans l'étude préliminaire qu'il était $(-k)$; donc :

$$\left(-\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p}\right)=-\frac{\gamma}{3}-k;$$

d'où :

$$(1')\qquad \Delta U=\left(\frac{\gamma}{3}+k\right)W.$$

Remarque. — On pourrait faire un raisonnement identique dans le cas où, au lieu d'un condensateur fermé quelconque, il s'agirait d'un condensateur *plan* ou *cylindrique* et plus généralement d'un condensateur constitué par une lame diélectrique quelconque métal-

lisée sur ses deux faces; les formules (1), (1′) s'appliquent donc à tous les cas.

Cas particulier où le diélectrique est une lame plane ou une lame mince de forme quelconque. — La formule (1′) peut alors être encore transformée, car $C = \frac{SK}{4\pi e}$, S désignant la surface de la lame, et e son épaisseur; on a alors :

$$(1') \qquad \Delta U = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k\right) \frac{K}{8\pi} S \frac{V^2}{e} \qquad \text{et comme } U = Se$$

$$(1'') \qquad \frac{\Delta U}{U} = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k\right) \frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{e^2} = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k\right) \frac{K}{8\pi} H^2.$$

Je reviendrai plus loin sur les lois indiquées par ces formules.

Variation de volume de la cavité interne (ΔU_1). — Imaginons le diélectrique soumis à une *pression p_1 s'exerçant seulement sur la face interne* S_1; un raisonnement identique au précédent donnera :

$$(2) \qquad \Delta U_1 = \left(\frac{\partial C}{\partial p_1}\right) \frac{V^2}{2}.$$

Variation de volume extérieur (ΔU_2). — Imaginons le diélectrique soumis à une *pression p_2 s'exerçant seulement sur la surface externe* S_2; le même raisonnement donnera :

$$(3) \qquad \Delta U_2 = \left(-\frac{\partial C}{\partial p_2}\right) \frac{V^2}{2}.$$

Mais, dans ces deux derniers cas, la pression ne s'exerçant que sur la face interne ou sur la face externe, à la variation dp correspondra pour les diélectriques une déformation complexe qui ne le laissera ni semblable à lui-même, ni isotrope; nous ne pouvons donc plus transformer les égalités (2), (3), comme nous l'avons fait pour (1); mais, dans le cas particulier du *condensateur sphérique* (et aussi *plan* ou *cylindrique*), on pourra pousser le calcul à fond et *obtenir les lois qui régissent les déformations* (ΔU_1), (ΔU_2), tout aussi bien que celles (1″) auxquelles obéit la *variation de volume de la matière diélectrique;* c'est ce que nous allons faire maintenant.

APPLICATION AU CAS DU CONDENSATEUR SPHÉRIQUE INFINIMENT MINCE.

Soit R le rayon; et e l'épaisseur supposée très petite par rapport à R.

Variation de volume de la cavité interne. — La formule obtenue

dans le cas général était :

$$\text{(2)} \qquad \Delta U_1 = \left(\frac{\partial C}{\partial p_1}\right)\frac{V^2}{2}; \qquad \text{mais ici} \qquad C = \frac{KR^2}{e}$$

$$\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p_1} = \frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial p_1} + \frac{2}{R}\frac{\partial R}{\partial p_1} - \frac{1}{e}\frac{\partial e}{\partial p_1};$$

or, d'après l'étude préliminaire faite plus haut :

$$\frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial p_1} = \frac{R}{e}k_1,$$

et d'après les formules qui donnent la déformation élastique de la sphère mince [1], on a :

$$\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial p_1} = a(1-\sigma)\frac{R}{2e}, \qquad \frac{1}{e}\frac{\partial e}{\partial p_1} = -a\sigma\frac{R}{e};$$

donc :

$$\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p_1} = \frac{R}{e}k_1 + 2a(1-\sigma)\frac{R}{2e} + a\sigma\frac{R}{e} = \frac{R}{e}(a+k_1);$$

la formule (2) devient alors, en remplaçant C et $\frac{\partial C}{\partial p_1}$ par leurs valeurs :

$$\text{(4)} \qquad \Delta U_1 = 3(a+k_1)\frac{K}{8\pi}U_1\frac{V^2}{e^2},$$

formule qui peut s'écrire :

$$\text{(4')} \qquad \frac{\Delta U_1}{U_1} = 3(a+k_1)\frac{K}{8\pi}H^2.$$

Remarque. — En désignant par (L) la longueur d'une ligne quelconque tracée sur la sphère ou bien encore celle du rayon, on aura :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{3}\frac{\Delta U_1}{U_1},$$

ou

$$\text{(4'')} \qquad \frac{\Delta L}{L} = (a+k_1)\frac{K}{8\pi}H^2.$$

Variation du volume extérieur (ΔU_2). — Elle est égale à la variation de volume (ΔU_1) de la cavité, car le diélectrique est supposé infiniment mince.

---

[1] Voir à ce sujet : Sacerdote, *Sur les déformations élastiques des vases minces* (*J. de Phys.*, p. 516) (1898) : je rappelle que, dans ces formules, a désigne le coefficient d'allongement longitudinal ou l'inverse du module d'élasticité de Young; et σ, le coefficient de Poisson.

Il est également intéressant de calculer la :

Variation d'épaisseur de la lame diélectrique. — Le volume de la matière diélectrique étant $U = 4\pi R^2 e$, on a :

$$\frac{\Delta U}{U} = 2\left(\frac{\Delta R}{R}\right) + \left(\frac{\Delta e}{e}\right); \quad \text{mais} \quad U_1 = \frac{4}{3}\pi R^3; \quad \text{donc} \quad \frac{\Delta U_1}{U_1} = 3\left(\frac{\Delta R}{R}\right)$$

et par suite :

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{\Delta U}{U} - \frac{2}{3}\frac{\Delta U_1}{U_1};$$

en remplaçant $\left(\frac{\Delta U}{U}\right)$ et $\left(\frac{\Delta U_1}{U_1}\right)$ par leurs valeurs tirées de (1‴) et (4′), on a :

$$\frac{\Delta e}{e} = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k - 2k_1 - 2a\right)\frac{K}{8\pi}H^2;$$

mais on a vu dans l'étude préliminaire que $k = 2k_1 + k_2$, et on sait, de plus, que $\gamma = 3a(1 - 2\sigma)$, donc :

$$(5) \qquad \left(\frac{\Delta e}{e}\right) = -\left[a(1 + 2\sigma) - k_2\right]\frac{K}{8\pi}H^2.$$

CAS DU CONDENSATEUR SPHÉRIQUE D'ÉPAISSEUR QUELCONQUE.

Soient R_1 et R_2 les deux rayons; e, l'épaisseur du diélectrique $e = R_2 - R_1$; la capacité électrique est :

$$C = \frac{KR_1R_2}{e}.$$

Variations du volume de la cavité (ΔU_1) *et du volume extérieur* (ΔU_2). — Nous allons montrer qu'on peut déduire ces déformations de la sphère épaisse des formules obtenues pour la sphère infiniment mince ; le calcul, quoique encore assez difficile, sera cependant plus commode que celui auquel on serait conduit en essayant d'appliquer à ce cas les formules générales (2), (3) obtenues pour (ΔU_1) (ΔU_2).

Soit V le potentiel auquel on porte l'armature interne, tandis que l'externe est au sol ; à une distance r du centre, le potentiel est :

$$v = \frac{V}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_2}\right), \quad \text{en posant :} \quad \varepsilon = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}.$$

Considérons (*fig.* 2) une tranche sphérique infiniment mince, A, comprise, avant la déformation, entre les rayons r et $(r + dr)$, et après celle-ci entre les rayons $(r + \rho)$ et $(r + dr + \rho + d\rho)$, ρ étant une fonction de r.

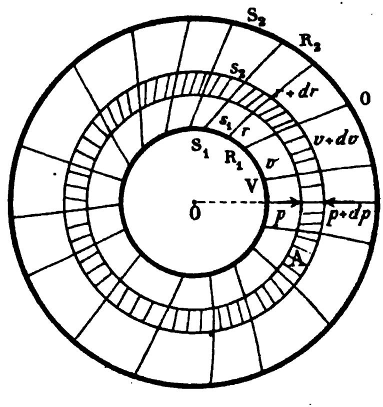


FIG. 2.

Cette tranche A se déforme :

1° Parce qu'elle est soumise sur ses deux faces s_1 et s_2 à des pressions p et $(p + dp)$ provenant de l'action du diélectrique soit intérieur, soit extérieur à A (p est aussi une fonction de r) ;

2° Parce qu'il existe une différence de potentiel dv entre ses deux faces :

$$dv = -\frac{V}{\varepsilon r^2}\,dr.$$

La déformation due à la première cause est donnée immédiatement par les formules de déformation élastique de la sphère mince [1] :

$$\left(\frac{\rho}{r}\right)_1 = -a(1 - 2\sigma)\,p - a\,\frac{1-\sigma}{2}\,r\,\frac{dp}{dr},$$
$$\left(\frac{d\rho}{dr}\right)_1 = -a(1 - 2\sigma)\,p + a\sigma r\,\frac{dp}{dr}.$$

Quant à celle due à la différence de potentiel, elle est fournie par les formules de déformation électrique du condensateur sphérique

(1) Voir *J. de Phys.*, *loc. cit.*

infiniment mince, établies un peu plus haut :

$$\left(\frac{\rho}{r}\right)_2 = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2 r^4},$$
$$\left(\frac{d\rho}{dr}\right)_2 = -\left[a(1 + 2\sigma) - k_2\right]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2 r^4}.$$

La déformation totale s'obtiendra en additionnant, ce qui donne :

$$(\alpha)\quad \frac{\rho}{r} = -a\frac{1-\sigma}{2} r\frac{dp}{dr} - a(1 - 2\sigma)p + (a + k_1)\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2}\frac{1}{r^4},$$
$$(\beta)\quad \frac{d\rho}{dr} = a\sigma r\frac{dp}{dr} - a(1 - 2\sigma)p - \left[a(1 + 2\sigma) - k_2\right]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2}\frac{1}{r^4};$$

de l'égalité (α) tirons par différentiation $\left(\frac{d\rho}{dr}\right)$ et égalons la valeur obtenue à celle que donne (β); nous arrivons à l'équation différentielle :

$$a\frac{1-\sigma}{2} r\frac{d^2p}{dr^2} + 2a(1 - \sigma)\frac{dp}{dr} + \frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2}\left[2a(1 - \sigma) + 3k_1 + k_2\right]\frac{1}{r^5} = 0,$$

dont la solution est :

$$p = -\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2}\left[1 + \frac{3k_1 + k_2}{2a(1 - \sigma)}\right]\frac{1}{r^4} + \frac{A}{r^3} + B,$$

A et B étant deux constantes que l'on détermine par les conditions limites $p = 0$ pour $r = R_1$ et pour $r = R_2$; on déduit de là :

$$(\gamma)\quad \frac{dp}{dr} = \frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{\varepsilon^2}\left[1 + \frac{3k_1 + k_2}{2a(1 - \sigma)}\right]\left(4 - 3\frac{R_2^4 - R_1^4}{R_2^3 - R_1^3}\frac{r}{R_1R_2}\right)\frac{1}{r^5}.$$

Ce que nous voulons obtenir, ce sont les valeurs de $\left(\frac{\rho}{r}\right)$ pour $r = R_1$ et $r = R_2$ $\left(\text{nous les désignerons par } \frac{\Delta R_1}{R_1} \text{ et } \frac{\Delta R_2}{R_2}\right)$; pour les avoir, il suffit maintenant de faire successivement dans l'équation (α) :

$r = R_1$, $p = 0$, $\frac{dp}{dr}$ = la valeur donnée par (γ) pour $r = R_1$,

$r = R_2$, $p = 0$, $\frac{dp}{dr}$ — — $r = R_2$.

On obtient après calculs :

$$(6)\quad \frac{\Delta R_1}{R_1} = \frac{R_2^2}{R_1^2}\left[a + k_1 - \left[2a(1 - \sigma) + 3k_1 + k_2\right]\left(1 - \frac{3}{4R_2}\frac{R_2^4 - R_1^4}{R_2^3 - R_1^3}\right)\right]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2}.$$
$$(7)\quad \frac{\Delta R_2}{R_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}\left[a + k_1 - \left[2a(1 - \sigma) + 3k_1 + k_2\right]\left(1 - \frac{3}{4R_1}\frac{R_2^4 - R_1^4}{R_2^3 - R_1^3}\right)\right]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2}.$$

En outre, comme $e = R_2 - R_1$, on a $\Delta e = \Delta R_2 - \Delta R_1$, ce qui donne après calculs :

$$(8)\quad \frac{\Delta e}{e} = \Bigg[[a(1-2\sigma) + 2k_1 + k_2]\,\frac{R_2^2 + R_2R_1 + R_1^2}{R_1R_2} - [2a(1-\sigma) + 3k_1 + k_2]\,\frac{3}{4}\,\frac{R_2^4 - R_1^4}{R_2^3 - R_1^3}\,\frac{R_1 + R_2}{R_1R_2}\Bigg]\frac{K}{8\pi}\,\frac{V^2}{e^3}.$$

Dans le cas où la sphère est *assez mince* pour qu'on puisse *négliger les puissances de* $\frac{e}{R_1}$ *supérieures à la première*, ces formules deviennent :

$$(6')\quad \frac{\Delta R_1}{R_1} = \left\{a + k_1 + \frac{e}{R_1}\left[a(1+\sigma) + \frac{k_1 - k_2}{2}\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\,\frac{V^2}{e^2},$$

$$(7')\quad \frac{\Delta R_2}{R_2} = \left\{a + k_1 - \frac{e}{R_1}\left[a(1+\sigma) + \frac{k_1 - k_2}{2}\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\,\frac{V^2}{e^2},$$

$$(8')\quad \frac{\Delta e}{e} = -[a(1+2\sigma) - k_2]\,\frac{K}{8\pi}\,\frac{V^2}{e^2}.$$

Enfin, en *négligeant* $\frac{e}{R_1}$, on retrouve bien les formules (4″) et (5) relatives à la sphère infiniment mince.

Remarque. — Rappelons que l'on a en outre (6′ *bis*) $\frac{\Delta U_1}{U_1} = 3\left(\frac{\Delta R_1}{R_1}\right)$ et (7′ *bis*) $\frac{\Delta U_2}{U_2} = 3\left(\frac{\Delta R_2}{R_2}\right)$.

CAS DU CONDENSATEUR CYLINDRIQUE.

En suivant une marche analogue à celle que nous venons d'employer pour les condensateurs sphériques, on établirait (¹) d'abord les formules de déformation du condensateur cylindrique infiniment mince ; puis on en déduirait celles relatives au condensateur cylindrique, d'épaisseur quelconque.

Pour abréger, nous donnerons seulement les formules dans le cas où le cylindre est *mince*, c'est-à-dire où les puissances de $\frac{e}{R}$, supérieures à la première, sont négligeables :

R_1, R_2 désignent les deux rayons ; e, l'épaisseur du diélectrique

(¹) Voir le mémoire complet.

$e = R_2 - R_1$; l, la longueur du tube :

$$(9)\qquad \frac{\Delta R_1}{R_1} = \left\{a + k_1 + \frac{e}{2R_1}\left[2a(1+\sigma) + k_1 - k_2\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2},$$

$$(10)\qquad \frac{\Delta R_2}{R_2} = \left\{a + k_1 - \frac{e}{2R_1}\left[2a(1+\sigma) + k_1 - k_2\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2},$$

$$(11)\qquad \frac{\Delta l}{l} = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2},$$

$$(12)\qquad \frac{\Delta U_1}{U_1} = \left\{3(a + k_1) + \frac{e}{R_1}\left[2a(1+\sigma) + k_1 - k_2\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2},$$

$$(13)\qquad \frac{\Delta U_2}{U_2} = \left\{3(a + k_1) - \frac{e}{R_1}\left[2a(1+\sigma) + k_1 - k_2\right]\right\}\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2};$$

$$(14)\qquad \frac{\Delta e}{e} = -\left[a(1+2\sigma) - k_2\right]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2}.$$

Si le condensateur est *infiniment mince* $\left(\frac{e}{R}\text{ négligeable}\right)$, ces formules se réduisent à :

$$(15)\qquad \frac{\Delta R}{R} = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2,$$

$$(16)\qquad \frac{\Delta l}{l} = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2,$$

$$(17)\qquad \frac{\Delta U_1}{U_1} = 3(a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2,$$

$$(18)\qquad \frac{\Delta e}{e} = -\left[a(1+2\sigma) - k_2\right]\frac{K}{8\pi}H^2.$$

Ces formules se rapportent au cas où le condensateur cylindrique serait de longueur infinie ; mais je montre que, sous certaines réserves, elles sont *encore applicables* aux cas suivants, qui sont ceux réalisés dans les expériences :

1° Le condensateur est formé d'un tube diélectrique cylindrique *métallisé sur une partie seulement de sa longueur;*

2° Le condensateur est formé d'une partie cylindrique *fermée à ses deux extrémités par des calottes*, hémisphériques par exemple.

CAS DU CONDENSATEUR PLAN.

Les calculs sont alors particulièrement simples dans ce cas [1] et conduisent aux formules suivantes, en désignant par L la longueur

[1] Voir Sacerdote, *Déformation électrique des diélectriques* (*C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CXXVI, p. 1019; 1898).

de toute ligne perpendiculaire à la direction du champ, et par e l'épaisseur du diélectrique dans la direction de ce champ :

$$(19)\qquad \frac{\Delta L}{L} = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2,$$

$$(20)\qquad \frac{\Delta e}{e} = -[a(1 + 2\sigma) - k_2]\frac{K}{8\pi}H^2.$$

RÉSUMÉ. — ÉNONCÉS DES LOIS.

Les formules précédemment établies montrent que pour les *condensateurs infiniment minces* (au moins pour ceux de forme sphérique et cylindrique) et pour le *condensateur plan*, en désignant d'une façon générale par :

L, *la longueur d'une ligne quelconque perpendiculaire aux lignes de force ;*

e, *l'épaisseur du diélectrique dans la direction de ces lignes de force*, on a :

$$(I)\ \frac{\Delta L}{L} = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2 \quad \text{ou} \quad (I')\ \Delta L = (a + k_1)\frac{K}{8\pi}L\frac{V^2}{e^2},$$

$$(II)\ \frac{\Delta e}{e} = -[a(1 + 2\sigma) - k_2]\frac{K}{8\pi}H^2 \quad \text{ou} \quad (II')\ \Delta e = -[a(1 + 2\sigma) - k_2]\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e}.$$

Et *maintenant qu'il est établi* (formule I) que la *dilatation est la même dans toutes les directions perpendiculaires aux lignes de force*, et la même quelle que soit la *forme* ou la *grandeur* du condensateur, il *devient évident* qu'en désignant par U_1 *le volume d'une cavité* et *par* U *le volume de la matière diélectrique*, on a :

$$(III)\ \frac{\Delta U_1}{U_1} = 3\left(\frac{\Delta L}{L}\right) \quad \text{et} \quad (IV)\ \frac{\Delta U}{U} = 2\left(\frac{\Delta L}{L}\right) + \left(\frac{\Delta e}{e}\right);$$

ou en tenant compte des relations vues plus haut :

$$(III')\ \frac{\Delta U_1}{U_1} = 3(a + k_1)\frac{K}{8\pi}H^2 \quad \text{ou} \quad (III'')\ \Delta U_1 = 3(a + k_1)\frac{K}{8\pi}U_1\frac{V^2}{e^2};$$

$$(IV')\ \frac{\Delta U}{U} = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k\right)\frac{K}{8\pi}H^2 \quad \text{ou} \quad (IV'')\ \Delta U = \left(\frac{\Upsilon}{3} + k\right)\frac{K}{8\pi}S\frac{V^2}{e}.$$

formules qui sont, du reste, bien celles trouvées directement.

Nous pouvons traduire les formules précédentes sous forme de lois : soit en les prenant sous leur forme (I), (II), (III'), (IV') : *Lois des déformations unitaires*, — soit en prenant les formules équivalentes (I'), (II'), (III''), (IV'') : *Lois des déformations.*

LOIS DES DÉFORMATIONS UNITAIRES.

Toutes les déformations unitaires que subit le diélectrique sont proportionnelles au carré de l'intensité du champ électrique ou encore proportionnelles au carré du potentiel et à l'inverse du carré de l'épaisseur du diélectrique, — les coefficients qui dépendent uniquement de la nature du diélectrique étant:

$(a + k_1) \frac{K}{8\pi}$ pour les variations de longueur perpendiculairement aux lignes de force et, par suite, $3(a + k_1) \frac{K}{8\pi}$ pour les variations de volume des cavités;

$-[a(1 + 2\sigma) - k_2] \frac{K}{8\pi}$ pour les variations de longueur dans la direction des lignes de force; $\left(\frac{\gamma}{3} + k\right) \frac{K}{8\pi}$ pour les variations de volume de la matière diélectrique; par conséquent, ni la *forme*, ni la *grandeur du condensateur n'ont aucune influence.*

LOIS DES DÉFORMATIONS.

Première loi. — Toute ligne perpendiculaire aux lignes de force éprouve une *variation de longueur proportionnelle* à sa *longueur*, au *carré du potentiel* et à l'*inverse du carré de l'épaisseur du diélectrique.*

Deuxième loi. — L'*épaisseur du diélectrique* (dans la direction du champ) varie *proportionnellement au carré du potentiel et* à l'*inverse de cette épaisseur.*

Troisième loi. — Les *cavités éprouvent des variations de volume* proportionnelles à leur *volume*, au *carré du potentiel*, et à l'*inverse du carré de l'épaisseur du diélectrique.*

Quatrième loi. — La *matière diélectrique* éprouve une *variation de volume proportionnelle à la surface du condensateur*, au *carré du potentiel* et à *l'inverse de l'épaisseur du diélectrique*, autrement dit *proportionnelle à l'énergie dite électrique* du condensateur.

Cas général. — Si nous passons maintenant au cas où le condensateur, au lieu d'être *infiniment mince*, est seulement *mince*, ou plus généralement d'*épaisseur quelconque*, nous voyons immédiatement par l'inspection des formules que:

Aucune des lois précédentes ne subsiste, sauf celle relative à la proportionnalité entre la grandeur des déformations et le carré du potentiel : en particulier, les *différentes lignes perpendiculaires aux lignes de force* appartenant soit à un même condensateur (ex. : lignes circulaires et génératrices d'un cylindre), soit à des condensateurs de formes différentes, *subissent des dilatations unitaires inégales ;* — et aussi la *relation* $\frac{\Delta U_1}{U_1} = 3 \frac{\Delta L}{L}$ *n'est plus exacte* (sauf si U_1 et L se rapportent à un *même* condensateur de forme *sphérique*) ; etc.

COMPLÉMENT A LA THÉORIE PRÉCÉDENTE. — CAS OU LES ARMATURES SONT INDÉPENDANTES DU DIÉLECTRIQUE.

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que les *armatures du condensateur subissaient les mêmes déformations que les surfaces diélectriques en contact ;* — c'est ce qui arrive, par exemple, lorsque les armatures sont formées par la métallisation de la surface du diélectrique lui-même (argenture, feuilles d'étain collées, etc.) ou par des liquides.

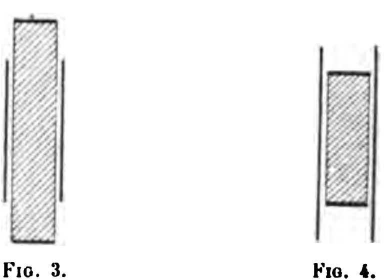


Fig. 3. Fig. 4.

Mais il est intéressant de se rendre compte de ce que deviennent les formules dans le cas, *moins usuel*, où les *armatures sont indépendantes du diélectrique*, c'est-à-dire dans les cas où il existe entre les armatures et le diélectrique solide un intervalle d'air ou de vide, la surface et la distance des armatures restant alors invariables, malgré la déformation du diélectrique. Cette étude nous entraînerait trop loin ici [1] ; en voici seulement le résultat dans le cas d'une *lame diélectrique plane séparée des armatures par un intervalle d'air infiniment mince*.

---

(1) Voir le mémoire complet.

Si la *lame déborde les armatures* (*fig.* 3), on obtient :

$$\frac{\Delta L}{L} = [-a\sigma(K-1) + k_1]\frac{K}{8\pi}H^2,$$
$$\frac{\Delta e}{e} = [a(K-1) + k_2]\frac{K}{8\pi}H^2.$$

Si la *lame est comprise entre les armatures* (*fig.* 4), on a :

$$\frac{\Delta L}{L} = \left[a(1-\sigma)\frac{K-1}{K} - a\sigma(K-1) + k_1\right]\frac{K}{8\pi}H^2,$$
$$\frac{\Delta e}{e} = \left[-2a\sigma\frac{K-1}{K} + a(K-1) + k_2\right]\frac{K}{8\pi}H^2.$$

En rapprochant ces formules de (I), (II), obtenues plus haut, on arrive à cette conclusion qui nous conduira dans un prochain article à une conséquence importante :

Dans le cas où les *armatures sont indépendantes du diélectrique*, les *termes des coefficients qui contiennent les coefficients élastiques* (a, σ) sont *complètement différents*, comme grandeur et même comme signe, *de ceux obtenus dans le cas où il y a contact entre les armatures et les diélectriques ; — au contraire, les termes en* (k_1, k_2, k) *restent toujours les mêmes.*

(*A suivre.*)

DÉTERMINATION DIRECTE D'UN KILOHM ABSOLU ;

Par M. A. GUILLET.

Les physiciens qui se sont occupés de la mesure absolue d'une résistance électrique ont fait porter généralement leurs déterminations sur des résistances de l'ordre de l'ohm : sur le cadre tournant de l'Association britannique (1863) était enroulé un fil de cuivre ayant 302 mètres de longueur et de $1^{mm},5$ de diamètre ; la large spirale de maillechort étudiée par M. Wuilleumier (1889) avait seulement 32 mètres de longueur.

Comme il peut être utile, pour la construction directe d'une boîte étalon par exemple, de pouvoir évaluer une résistance notable, je me suis proposé d'établir un kilohm absolu. J'ai institué pour cela une méthode de zéro que j'ai cherché à rendre simple et expéditive et qui est analogue à celle exposée en 1887 par M. Lippmann, dans

un travail ayant pour objet la construction d'un étalon électrique de temps.

En voici le principe :

Un galvanomètre Thomson est monté en différentiel. L'une des paires de bobines, de résistance G_2, reçoit par seconde n décharges identiques de valeur q; et l'autre paire de bobines, de résistance G_1, un courant compensateur d'intensité i. Lorsque le jeu des appareils maintient l'équipage magnétique du galvanomètre au zéro, l'équation

$$nq = i$$

est satisfaite.

L'induction étant produite dans un circuit de résistance r, entre deux bobines B, b de mutuelle induction M, par l'établissement ou la suppression d'un courant d'intensité I, on a :

$$q = \frac{MI}{r}.$$

En désignant par V la différence de potentiels des points α, β, entre lesquels est intercalée la résistance à estimer R, il vient :

$$I = \frac{V}{R}.$$

D'autre part, le circuit compensateur est constitué par une résistance R, en dérivation sur les bornes α, β, complétée par une résistance modifiable S ; les fils qui se rendent aux bobines G_1 partent des extrémités de S. En posant :

$$R' = R + \frac{SG_1}{S + G_1},$$

on a :

$$i = \frac{S}{S + G_1} \frac{V}{R'}.$$

L'équation d'équilibre est donc :

$$\frac{nM}{rR} = \frac{S}{S + G_1} \cdot \frac{1}{R'}, \quad (1)$$

par suite :

$$R = nN \left(1 + \frac{G_1}{S}\right) \cdot \frac{R'}{r}.$$

Les bobines G_1 et G_2, traversées par un même courant n'exerçant pas en général des actions égales sur les aiguilles du galvanomètre,

l'équation (1) doit être modifiée. En supposant que l'action d'un courant passant dans G_1 est équilibrée par celle d'un courant p fois plus faible passant dans G_2, on peut écrire :

$$(2) \qquad R = pnM\left(1 + \frac{G_1}{S}\right)\frac{R'}{r}.$$

La valeur de p changeant avec la position qu'occupent les aiguilles par rapport aux bobines, il faut conduire l'expérience de manière à éliminer p. Il suffit pour cela, après avoir obtenu un premier équilibre, d'échanger les rôles des bobines G_1 et G_2 et d'établir à nouveau l'équilibre. On a alors :

$$(3) \qquad R = \frac{1}{p}\, n'M\left(1 + \frac{G_2}{S_1}\right)\frac{R'_1}{r_1}.$$

En multipliant membre à membre les équations (2) et (3) et posant :

$$\gamma_1 = \frac{G_1}{S}; \qquad \gamma_2 = \frac{G_2}{S_1}; \qquad \lambda = \frac{R'}{r}; \qquad \lambda_1 = \frac{R'_1}{r_1},$$

il vient :

$$R = M\sqrt{nn'(1+\gamma_1)(1+\gamma_2)\lambda . \lambda_1}.$$

Il y a encore une correction à faire subir à ce résultat. Lorsque le circuit inducteur est coupé, la différence des potentiels en $\alpha\beta$ ne conserve pas la valeur V, mais prend une nouvelle valeur V_1.

En conséquence, le courant compensateur n'est pas rigoureusement constant; il varie très peu cependant, à cause de la faible résistance intérieure de la batterie d'accumulateurs qui le fournit. En désignant par f la fraction du temps-unité choisi, pendant laquelle les circuits inducteur et de compensation sont simultanément actifs, et par b le rapport $\frac{V_1}{V}$, on peut dire que tout se passe comme si le circuit compensateur était alimenté par une force électromotrice constante :

$$e = [f + b(1 - f)]\, V = \frac{1}{\varphi}\, V.$$

On devra donc calculer finalement R au moyen de la formule :

$$(I) \qquad R = M\sqrt{nn'(1+\gamma_1)(1+\gamma_2)\lambda\lambda_1} \,.\, \varphi.$$

Il faut établir le système inducteur dans des conditions telles que l'on puisse calculer son coefficient de mutuelle induction M. Si l'on

disposait d'une bobine unicouche, enroulée suivant le pas $\frac{1}{n_1}$, pratiquement infinie dans les conditions de l'expérience, on aurait, en l'entourant vers son milieu d'un cadre portant N spires :

$$M = 4\pi n_1 Ns.$$

Pour réaliser sans embarras un cas équivalent au précédent, il suffit de sérier avec le cadre principal b_0 des cadres $b_1, b_2, \ldots, b_K$; $b_{-1}, b_{-2}, \ldots, b_{-K}$, distants d'une longueur égale à celle de la bobine B. La valeur de K est imposée par la condition suivante : le coefficient d'induction mutuelle du système Bb_K doit produire un effet d'induction au plus égal à celui que le galvanomètre employé permet d'apprécier.

C'est là une forme particulière de la méthode de correction expérimentale des bouts imaginée par M. Lippmann en 1882. Au lieu de déplacer la grande bobine, on peut déplacer le cadre ou, mieux, sérier des cadres occupant les positions que devrait prendre le cadre b_0 au cours des translations correctrices. En opérant ainsi, on supprime en réalité toute correction. Dans la méthode de détermination de l'ohm imaginée par M. Lippmann et appliqué par M. Wuilleumier, il ne serait pas simple d'opérer ainsi, à cause de la rotation qu'il faut imprimer au cadre.

Le système inducteur que j'ai utilisé comprenait :

1° Une bobine B dont les constantes sont :

$2l = 66{,}531$ centimètres, $n_1 = 22{,}0499$
$s = 76{,}403$ centimètres carrés (géométrique), $76{,}495$ (magnétique).

2° De sept cadres b pour lesquels $N = 200$, $\alpha l' = 9$ centimètres.

Ce système équivaeut à un bobine B' d'environ 470 centimètres de longueur et 10 centimètres de diamètre, entourée en son milieu par un cadre d'environ 11 centimètres de diamètre et de 9 centimètres de long.

J'ai adopté la valeur de la section fournie par des mesures magnétiques, car celles-ci tiennent compte de toutes les spires et de leur état, tandis que les pointés géométriques sont nécessairement limités à un certain nombre de sections et d'azimuts. D'ailleurs, dans l'expérience principale, c'est par son champ magnétique qu'intervient la bobine B.

J'ai obtenu ainsi :

$$M = 4239167,\ 3995 \text{ cgs.}$$

Le calcul de R exige encore la connaissance des facteurs :

$$n,\ n'; \qquad \lambda_1,\ \lambda_2; \qquad \gamma_1,\ \gamma_2 \qquad \text{et} \qquad \varphi,$$

que l'on estime comme il suit dans chaque expérience : les bobines G_1 produisant l'action compensatrice, on règle d'abord le shunt S et la vitesse du moteur qui commande le commutateur, de manière à obtenir l'équilibre du galvanomètre. On fait de même après avoir permuté G_1 et G_2.

1° Dans les deux cas, on inscrit parallèlement sur la feuille enfumée d'un cylindre tournant les tours du moteur et les battements d'un pendule de M. Lippmann dont on a déterminé la période T. En désignant par $N_1 + \varepsilon_1$ et par $N_2 + \varepsilon_2$ les angles de rotation du moteur, estimés en tours, relatifs aux deux équilibres, et par p_1 et p_2 les nombres entiers des périodes correspondant aux pendules, les vitesses angulaires du moteur sont mesurées par les nombres

$$\nu_1 = \frac{N_1 + \varepsilon_1}{p_1 T}; \qquad \nu_2 = \frac{N_2 + \varepsilon_2}{p_2 T}.$$

On compte directement N_1 et N_2, et on estime au cathétomètre les fractions ε_1, ε_2. Le commutateur que j'ai le plus souvent employé produisait par tour quatre émissions de la charge q ; il faut donc prendre :

$$n = 4\nu_1; \qquad n' = 4\nu_2.$$

2° Comme dans le rapport $\frac{R'}{r}$ figurent deux résistances d'un ordre très différent, on les compare successivement à celle d'une boîte auxiliaire convenablement construite dont les bobines sont en série dans le premier cas et en parallèle dans le second. On trouve ainsi :

$$\frac{R'}{B_s} = a; \qquad \frac{r}{B_p} = b;$$

par suite :

$$\lambda = \frac{a}{b}\frac{B_s}{B_p}.$$

Au second équilibre correspond :

$$\lambda_1 = \frac{a'}{b'}\frac{B_s}{B_p}.$$

3° On obtient γ_1 et γ_2 en estimant les rapports :

$$\frac{S + G_1}{G_1}, \qquad \frac{S_1 + G_2}{G_2}.$$

4° La valeur de f a été obtenue par voie d'inscription : le commutateur, une pile et l'électro Deprez étant en série, on met le moteur en marche ; le stylet inscrit alors sur un cylindre, dont la rotation est solidaire de celle de l'axe du commutateur, une courbe périodique qui fait connaître les durées relatives de fermeture et d'ouverture du courant inducteur et fournit de précieux renseignements sur le mode de fonctionnement des balais ou des contacts.

J'ai déduit b du rapport des différences de potentiel aux bornes du shunt S, lorsque le circuit inducteur est ouvert, puis fermé.

Un *distributeur* permet d'effectuer très commodément les comparaisons précédentes, surtout lorsqu'on emploie la méthode potentiométrique.

Pour donner une idée de l'ordre de grandeurs des résultats, voici les nombres relatifs à l'une des expériences :

1° La grande bobine constitue la partie active du circuit inducteur :

$$\nu_1 = 12{,}6098 \qquad \nu_1' = 12{,}4897$$
$$\lambda = 899{,}236 \qquad \lambda_1 = 898{,}183$$
$$1 + \gamma_1 = 6{,}04103 \qquad 1 + \gamma_2 = 5{,}6492$$
$$R = 1117{,}227 \times 10^9.$$

2° Les petites bobines constituent la partie active du circuit inducteur :

$$\nu_1 = 12{,}4967 \qquad \nu_1' = 12{,}5591$$
$$\lambda = 1058{,}781 \qquad \lambda_1 = 1056{,}4296$$
$$1 + \gamma_1 = 5{,}28141 \qquad 1 + \gamma_2 = 4{,}9644$$
$$R = 1150{,}403 \times 10^9.$$

En comparant la boîte Kilohm au reste du circuit inducteur, on trouve :

$$K = 0{,}89953R \text{ dans le premier cas}$$

et

$$K = 0{,}87386R \text{ dans le second.}$$

Les deux valeurs de K ainsi obtenues sont donc :

$$1004{,}984 \times 10^9 \quad \text{et} \quad 1005{,}296 \times 10^9.$$

La moyenne de plusieurs séries de détermination a donné :

$$K = 1004{,}034 \times 10^9 \text{ à } 17°.$$

A cette même température, la boîte en question vaut 1003,225 ohms internationaux.

L'ohm déduit de ma mesure aurait donc pour expression en colonne de mercure :

106,20 centimètres.

DRESSAGE MÉCANIQUE DES SURFACES OPTIQUES ;

Par M. P. GAUTIER (1).

Les surfaces réfléchissantes employées dans les instruments d'astronomie exigent une très grande perfection pour que les images soient fidèlement rendues après réflexion.

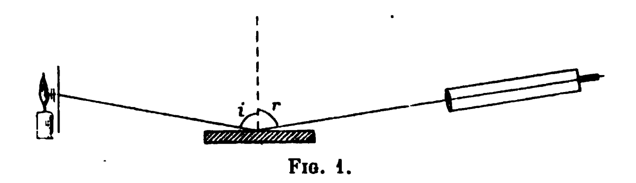


Fig. 1.

On reconnaît qu'une surface est parfaitement plane, par le procédé de Foucault, qui consiste à regarder, dans une lunette (*fig.* 1), l'image réfléchie d'un point rond lumineux.

L'image observée dans la lunette, étant mise au foyer devra être ronde, sans déformation aux bords, et présentera tout autour des anneaux de diamètre croissant, alternativement sombres et brillants ; ce sont les anneaux de diffraction donnés par l'objectif ; en outre, en déplaçant l'oculaire de part et d'autre du foyer, l'image cessera d'être nette, mais restera ronde.

Si la surface est légèrement concave, l'image sera aplatie suivant le diamètre vertical quand on avancera l'oculaire, et allongée suivant ce même diamètre quand on éloignera l'oculaire du foyer. L'inverse a lieu si la surface est légèrement convexe.

Cette méthode a été employée dans le cours du travail du miroir de 2 mètres.

On a pu observer que sa sensibilité était telle que le contact de la

---

(1) Voir ce volume, p. 417.

main avec la surface pendant quelques secondes suffit à faire en cet endroit une bosse, qui a pour effet de déformer l'image observée dans la lunette. En mesurant cette bosse avec un sphéromètre de précision, on a vu qu'elle atteignait $\frac{1}{3000}$ de millimètre.

Cette méthode optique peut montrer des irrégularités de planéité de l'ordre de $\frac{1}{10000}$ de millimètre.

Pour éviter toute flexion du miroir, à laquelle correspondrait un changement de la surface et, par suite, des déformations de l'image, il faut donner au miroir une épaisseur suffisante, par rapport à son diamètre. On observe généralement le rapport 6 ou 7 entre le diamètre et l'épaisseur, ce qui, pour 2 mètres de diamètre, correspond bien à environ 29 centimètres d'épaisseur. Le poids d'une telle masse est d'environ 3.000 kilogrammes.

Pour travailler mécaniquement une aussi grande surface avec une approximation de $\frac{1}{10000}$ de millimètre, la machine employée devait être suffisamment rigide pour ne pas fléchir sous un poids pareil, et les différents organes qui la constituent devaient être construits avec une précision au moins égale.

La machine (*fig.* 2) comprend un grand bâti en fonte surmonté de quatre supports, au centre duquel se meut, autour d'un axe vertical, le grand plateau en fonte, sur lequel on dispose une épaisseur de flanelle destinée à répartir également le poids du miroir, posé horizontalement sur ce plateau.

Ce plateau est porté en son centre par une crapaudine à vis et contre-écrou réglables, et glisse en son pourtour sur un guidage circulaire, soigneusement dressé et ayant son plan bien perpendiculaire à l'axe.

Une couronne dentée fixée à ce plateau engrène avec un pignon recevant par poulie et courroie le mouvement de la machine motrice.

Le plateau-support du miroir, mis en rotation autour de son axe vertical, fait ainsi deux tours et demi par minute, d'un mouvement aussi uniforme que possible.

Sur les montants verticaux du bâti sont boulonnées deux glissières, disposées parallèlement dans un plan perpendiculaire à l'axe de rotation du plateau, sur lesquelles glissent deux glissières mobiles, supportant le plateau-rodoir et sa monture.

Cet équipage mobile est animé d'un mouvement horizontal recti-

ligne de va-et-vient et fait environ un double déplacement pendant un tour du plateau.

Pour supprimer les flexions et diminuer le frottement de glissement, les trois quarts de la charge sont supportés par quatre galets de roulement sur deux rails en fer indépendants des glissières.

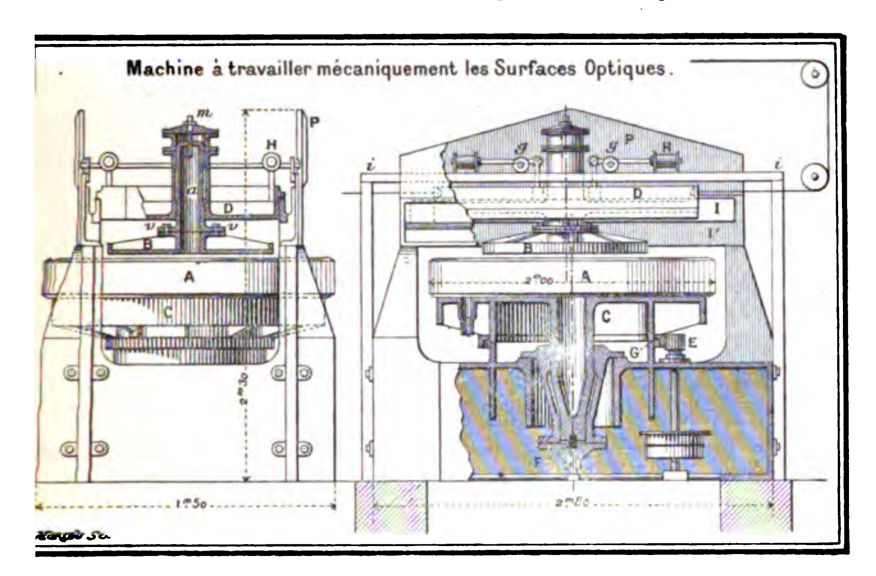


Fig. 2.

., Verre à travailler. — C, Plateau à mouvement circulaire. — D, Equipage animé d'un mouvement de va-et-vient. — B, Rodoir en bronze. — Engrenage moteur du plateau C. — F, Grain d'acier du plateau C. — G, Chemin de fer circulaire du plateau C. — H, Contrepoids équilibrant D, pour alléger les glissières I'. — I, Glissières mobiles. — I' Glissières fixes. — *i*, Chemin de roulement des galets *g*. — *m*, Vis de descente de l'axe *a* du rodoir B. — *a*, Vis du rodoir. — *v*, Vis de rappel du rodoir.

Le mouvement du plateau, ainsi combiné avec celui du rodoir, ıgendre une surface dont le profil est la reproduction exacte de lui des glissières.

Pour obtenir le miroir plan de 2 mètres avec la précision voulue, ı a dû dresser la face de ces glissières, suivant la ligne droite et ec une approximation de $\frac{1}{10000}$ de millimètre.

Pour obtenir ce résultat, chacune de ces quatre glissières, qui ›sure environ $2^m,41$ de long, a été rodée successivement avec deux ʒles auxiliaires de même longueur.

Ces deux règles auxiliaires épousaient ainsi chacune le profil de

la glissière ; en les appliquant l'une contre l'autre, on corrigeait leur flèche respective, et on recommençait le rodage de la glissière, avec successivement chaque règle ainsi corrigée.

On continuait ainsi l'opération jusqu'à ce que les deux règles, rodées chacune une dernière fois sur la glissière, appliquent exactement l'une sur l'autre sur toute leur longueur.

Pour assurer la parfaite application des surfaces, ce dernier rodage a été fait à sec. Ce travail des glissières a duré trois mois.

Le *douci de la surface du miroir* a été obtenu progressivement, en employant des émeris de plus en plus fins, projetés avec de l'eau par un orifice pratiqué au centre du rodoir.

Pour les derniers émeris employés, la distance à observer entre la surface de verre et le rodoir était de $0^{mm},02$, pour ne pas produire de rayures.

Pour assurer le parallélisme du rodoir et de la surface de verre, on fixait sur la tranche du rodoir et à des distances égales quatre comparateurs donnant le $\frac{1}{1000}$ de millimètre.

Avec une règle appliquée contre la face du rodoir, on lisait la position de chaque comparateur par rapport à cette face ; puis, en amenant le rodoir au centre du miroir, on lisait leur position par rapport à la rupture du verre ; la différence des lectures donnait ainsi l'intervalle entre les deux faces, que l'on réglait par trois vis de rappel reliant le rodoir à son support.

Le *poli de la surface* a été obtenu à sec avec du papier collé sur le rodoir sur lequel était légèrement frotté du tripoli de Venise.

Cette opération est très délicate, car, le travail se faisant à sec, il faut éviter autant que possible l'échauffement résultant du frottement de l'outil sur la surface.

L'expérience a démontré que, pour faire le polissage avec le minimum d'échauffement, il fallait maintenir entre la surface de l'outil et celle du miroir un intervalle de $\frac{3}{100}$ de millimètre.

Malgré cet intervalle, le polissage avait lieu, et il était même nécessaire de ne faire marcher l'outil qu'une minute ou deux et arrêter trente minutes pour éviter la chaleur.

Malgré tout, la surface du miroir se bombait sous l'action du frottement, et le lendemain, après refroidissement, cette surface était creuse. Il fallait donc songer à combattre cet effet d'une autre

manière, c'est-à-dire donner aux glissières une courbure égale à celle que prenait la surface du miroir pendant le travail; c'est ce qui a été fait par l'addition au-dessus de chaque glissière d'une pièce de fonte trois fois plus large, de manière à offrir une grande résistance à la flexion.

Ce réglage était obtenu à l'aide de deux comparateurs fixés de part et d'autre du rodoir; la flèche se trouvait ainsi mesurée par la différence des lectures des comparateurs mis en contact avec la surface du miroir, lorsque le rodoir se trouvait successivement au milieu et aux deux extrémités de sa course.

Le résultat d'une série d'expériences a été que la courbure à donner aux glissières devait avoir une flèche de $\frac{1}{200}$ de millimètre pour une longueur de 2 mètres.

La vérification de la surface est faite optiquement par le procédé de Foucault, en examinant successivement des zones de plus en plus rapprochées du centre et en faisant tourner le miroir.

La correction mécanique de la surface, une fois le poli obtenu, a duré huit mois.

Les résultats obtenus permettent d'affirmer que le travail mécanique remplace avantageusement le travail fait jusqu'à présent à la main.

Surfaces des objectifs. — Les deux machines employées pour faire les surfaces des objectifs sont analogues de construction.

La différence réside simplement dans la forme des glissières qui, au lieu d'être droites, sont courbes.

Cette courbure est d'ailleurs proportionnelle et de même sens que la courbure de la surface à obtenir.

Ce travail n'est qu'à son début; mais la méthode qui sera suivie ressemblera en bien des points à celle qui a été employée pour le miroir.

Les moyens de vérification des surfaces seront différents. Une fois le poli de chaque objectif obtenu, on fera son examen par collimation en plaçant l'objectif devant le miroir et une source lumineuse au foyer de l'objectif (*fig.* 3); la lumière, après avoir passé par ce dernier et avoir été réfléchie par le miroir, repassera de nouveau par l'objectif pour venir former au foyer une image de la source lumineuse.

Avant de terminer, il est nécessaire de fournir quelques chiffres

pour donner une idée des résultats que l'on peut attendre d'un si gigantesque instrument par le grossissement dont il pourra être capable.

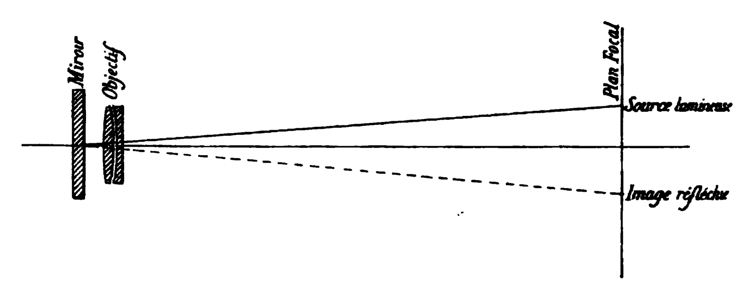


Fig. 3.

Il faut d'abord définir le grossissement d'une lunette astronomique.

Le *grossissement d'un instrument d'astronomie* est défini par le rapport entre le diamètre apparent de l'image, vue dans l'oculaire, et le diamètre apparent de l'objet vu à l'œil nu.

Il est numériquement égal au produit du grossissement de l'oculaire par le grossissement de l'objectif.

Or le grossissement d'un objectif astronomique est proportionnel à sa distance focale.

F étant sa distance focale ;

m, la distance minimum de vision distincte pour une vue normale, on a :

$$g = \frac{F}{m}.$$

Grossissement du sidérostat. — Les objectifs du sidérostat ont $1^m,25$ de diamètre et 60 mètres de distance focale ; en attribuant au coefficient m la valeur 10 centimètres, leur grossissement sera :

$$g = \frac{60}{0,10} = 600.$$

En associant un oculaire grossissant dix fois, le grossissement total de l'instrument sera :

$$G = 600 \times 10 = 6000.$$

L'éclat lumineux d'une image est proportionnel au carré de l'ouverture de l'objectif et inversement proportionnel à son grossissement.

Le pouvoir séparateur ou pouvoir optique d'un objectif de 12 centimètres de diamètre étant d'une seconde, et le pouvoir séparateur étant proportionnel au diamètre de l'ouverture, l'objectif du sidérostat permettra de mesurer la distance angulaire de deux étoiles voisines de 1 dixième de seconde d'arc.

Au foyer principal de l'objectif du sidérostat, la lune aura un diamètre de 56 centimètres.

En grossissant cette image dix fois, soit par un oculaire, soit par un appareil de projection, elle aura un diamètre de $5^m,60$.

Cette image, placée à 10 centimètres de notre œil, sera vue sous le même angle visuel que celui sous lequel on verrait la lune si elle n'était distante de la terre que de 58 kilomètres, au lieu de 380.000 kilomètres, ce qui équivaut donc au $\frac{1}{700}$ environ de son éloignement réel.

Les cratères de la lune ayant 100 mètres de diamètre seront représentés sur l'image par un point de 2 dixièmes de millimètre.

MESURE DE L'INTENSITÉ DES ONDES SONORES ;

Par M. J. CAURO.

Pour obtenir des sons bien réguliers, j'ai eu recours à deux procédés :

En premier lieu, j'ai employé les tuyaux sonores que j'actionnais au moyen de l'air comprimé enfermé dans un tube en acier qui était muni d'un double régulateur du système Fournier. Ce dispositif très simple remplace avantageusement la soufflerie et son régulateur. Il permet d'obtenir un son qui est remarquablement constant, ainsi que je l'ai vérifié par les appareils que je décrirai plus loin, et dont l'intensité peut se régler à volonté par le mouvement d'une vis. J'ai dû y renoncer cependant, à cause du mouvement de translation de l'air, qui accompagne toujours, dans les tuyaux actionnés par le vent, le mouvement vibratoire. J'aurais pu éviter cet inconvénient en faisant parler le tuyau au moyen d'un diapason accordé ; j'ai préféré recourir à un autre procédé.

J'ai pris des diapasons de M. Mercadier à entretien électrique, montés sur une caisse de résonnance, et j'ai constitué la source sonore avec le tuyau qui forme la caisse, en arrêtant par un écran l'onde émise par le diapason. En collant sur celle-ci un petit miroir et en observant dans une lunette l'image réfléchie d'un point lumineux, j'avais facilement un repère qui permettait de retrouver à un aussi long intervalle de temps que je voulais le son que j'avais eu une fois — ce qui facilitait singulièrement les mesures. — Par une variation de la pile d'entretien, ou simplement par un mouvement de la vis de contact, j'avais toutes les amplitudes.

Pour comparer entre elles les amplitudes des mouvements des ondes sonores, j'ai cherché, sur le conseil de M. Lippmann, à les observer directement au moyen du microscope, en employant la méthode stroboscopique. Une membrane en baudruche caoutchoutée, très légèrement tendue, est placée sur un petit tambour; au centre est collé un petit disque de verre très léger, et perpendiculairement à celui-ci un fil de verre rigide portant à son extrémité une feuille d'aluminium mince percée d'un trou que l'on observe avec un bon microscope muni d'un micromètre oculaire.

J'ai stroboscopé au moyen d'un dispositif très simple [1], qui permet de maintenir aussi longtemps qu'on veut un mouvement qui n'est autre que le mouvement réel qu'on ralentit à volonté. Un disque de cuivre, percé de trous et monté sur l'arbre d'une petite dynamo en série, découvre périodiquement la source lumineuse qui est formée par l'image d'un trou lumineux très petit. Il passe entre les branches d'un électro-aimant qui forme frein électrique et régularise le mouvement. Une partie du faisceau est concentrée par une lentille sur la petite plaque d'aluminium ; l'autre est renvoyée sur le diapason sonore. Au moment où la stroboscopie du diapason est atteinte, celle de l'image observée dans le microscope se produit aussi, et cette image reste au point constamment, lorsque l'appareil est bien réglé, ce qui indique que le mouvement du style est une translation suivant sa propre direction et représente en vraie grandeur le mouvement du centre de la membrane. En enlevant l'oculaire du microscope, on peut projeter le mouvement sur un écran.

Pour être certain que le mouvement de la membrane était bien synchrone du mouvement de la source et n'introduisait pas d'har-

[1] Cet appareil est employé par M. Lippmann à son cours de la Sorbonne.

moniques, je me suis servi des courbes de Lissajous. L'image réelle du point lumineux vibrant, donnée par le microscope, est renvoyée par un miroir fixe sur le petit miroir mobile du diapason vibrant, et on s'arrange de façon que les deux mouvements soient perpendiculaires. En mettant au point sur un écran l'image définitive, j'ai toujours trouvé les formes de courbes caractéristiques de l'unisson.

La membrane suit donc bien fidèlement le mouvement de l'onde sonore qui vient la frapper [1] et permet de le mesurer.

VIBRATION DES PLAQUES TÉLÉPHONIQUES ;

Par M. J. CAURO.

Après avoir essayé d'observer les déplacements de la plaque téléphonique au moyen du microscope, j'ai employé les anneaux colorés, que je stroboscopai. L'appareil [2] comprend un cercle vertical fixé sur un pied très lourd, sur lequel, par l'intermédiaire de trois vis à pas très fins, munies de ressorts antagonistes, vient s'appuyer un cercle mobile que l'on peut à volonté relier invariablement au premier au moyen de trois machines à vis. Ce deuxième cercle, par l'intermédiaire de trois équerres munies de vis, porte le téléphone sur lequel est collé, avec du baume de Canada, un petit disque en verre très mince travaillé optiquement avec grand soin.

Devant le téléphone se trouve un plan de verre monté sur un barillet, qui porte également une lentille convergente. Au foyer de cette lentille, on forme une image très petite de la source constituée par un petit trou placé devant un brûleur à sel marin; celle-ci est très loin et située dans une direction perpendiculaire à l'axe de l'appareil, un petit prisme à réflexion totale permettant de renvoyer la lumière. On observe les anneaux en plaçant l'œil au point où viennent converger les rayons qui sortent de l'appareil. Il importe,

---

(1) Ceci est très important au point de vue de l'étude des notes qui interviennent dans la formation des voyelles. On sait que les flammes manométriques de Kœnig que l'on a employées ont été accusées (par comparaison avec les résultats donnés par le phonographe) de ne pas suivre exactement les vibrations de l'air. Sans entrer dans l'étude de cette question, je puis dire que, si le fait est vrai, il ne tient pas à la membrane.

(2) M. Jobin a construit cet appareil avec son habileté accoutumée.

pour supprimer les effets dus à la viscosité de l'air et à l'attraction des deux plaques, de laisser entre celles-ci une distance assez grande (2 millimètres environ).

On envoie dans l'appareil le courant téléphonique : les anneaux se brouillent, et on leur rend leur netteté en stroboscopant le faisceau ; on les voit alors se mouvoir lentement. Comme on a formé un quadrillage sur la lame de verre qui est en avant, on peut mesurer le déplacement. Celui-ci a toujours été d'une fraction de frange dans le cas des sons les plus forts transmis sans crachements.

Le phénomène est malheureusement trop petit pour qu'on puisse étudier comment il dépend des divers éléments : intensité du courant, hauteur du son, etc.

SUR LES COURANTS TELLURIQUES DE L'ATLANTIQUE ;

Par M. E. Raymond BARKER [1].

Au mois de juillet 1898, sur la Côte de Massachusetts, l'auteur a eu la bonne fortune d'avoir temporairement à sa disposition une longueur considérable de câble transatlantique, communiquant accidentellement avec la terre au milieu même de l'Atlantique, à 1.600 milles à l'est de la Côte américaine.

L'appel fait, il y a quelques années, par lord Kelvin aux ingénieurs télégraphistes, joint à l'attrait personnel qu'avait pour l'auteur l'étude des courants telluriques, l'a engagé à organiser des observations de nuit et de jour du courant tellurique fourni par le câble.

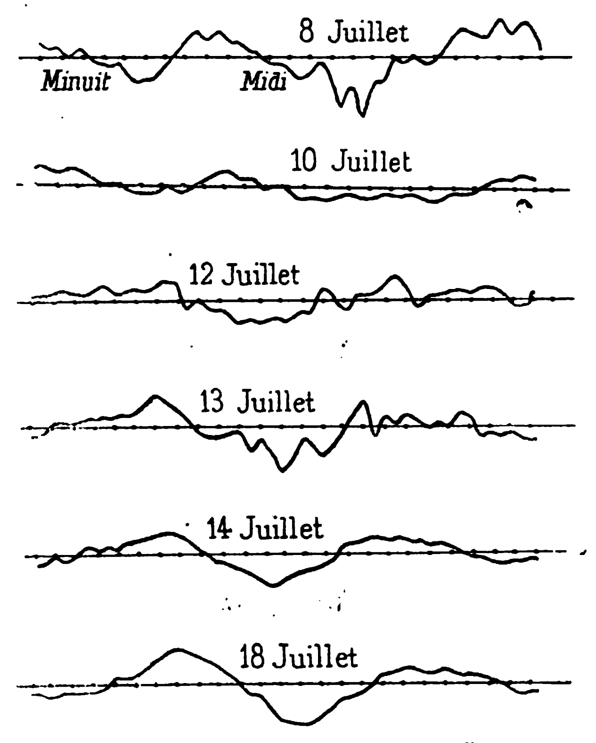
Grâce notamment à la collaboration précieuse et efficace de quatre assistants, on a pu obtenir une intéressante série de lectures s'étendant à une durée de seize jours. L'auteur a dessiné les courbes correspondantes, dont nous reproduisons seulement quelques-unes.

Des variations plus ou moins accidentelles ont seules marqué les sept premiers jours d'observation (7 à 13 juillet). Mais cette période fut suivie de cinq jours, durant lesquels une régularité très apparente s'est manifestée dans les variations. Les courbes relatives à ces cinq journées sont presque parallèles et présentent le caractère uniforme de changer quatre fois de signe en vingt-quatre heures.

En fait, les courbes des cinq jours en question peuvent être considérées comme représentant les conditions normales des courants

(1) Extrait d'une note publiée par le journal *The Electrical Review*, 9 juin 1899.

telluriques à travers l'Atlantique nord et sont instructives en ce qu'elles montrent à quelle heure de jour et de nuit les câbles sont sujets aux moindres perturbations; car même si les heures du zéro et du maximum de potentiel changent lentement, les heures de zéro à un jour particulier pourraient encore renseigner sur les conditions du courant tellurique pour une série de jours consécutifs.



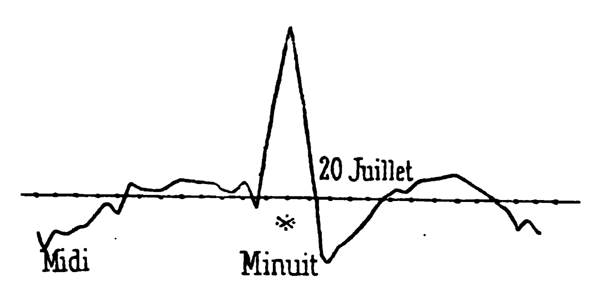
Courbes de courant tellurique fournies par un câble d'environ 1.600 milles, orienté sensiblement de l'est à l'ouest, les deux bouts du câble étant à la terre.

Le tableau suivant se rapporte aux courbes ci-dessus dessinées.

				24 heures				
Date juil. 1898	Zéro	Maximum négatif	Zéro	Maximum positif	Zéro	Maximum négatif	Zéro	Maximum positif
14	1^h,55 m.	6^h,15 m.	8^h,15 m.	11^h,30 m.	2^h,35 s.	5^h,00 s.	10^h,30 s.	11^h s.
15	2 ,55	6 ,45	8 ,50	11 ,40	2 ,50	6 ,00	9 ,00	0
16	1 ,10	6 ,10	8 ,00	11 ,30	2 ,20	5 ,10	8 ,00	11
17	1 ,50	6 ,30	9 ,25	0 ,30 s.	4 ,05	7 ,00	9 ,50	0
18	3 ,50	7 ,00	10 ,00	1 ,00	4 ,30	7 ,00	10 ,30	1^h m.

Les heures indiquées sont les heures locales, en retard de cinq heures sur le temps civil de Greenwich.

Mais le point le plus intéressant de ces observations est le voltage remarquablement élevé qui se déclara dans la nuit du 19 au 20 juillet et qui, à minuit, c'est-à-dire à cinq heures du matin de Greenwich, atteignit 33 volts. La courbe ci-jointe représente ce pic remarquable au centre de la série des vingt-quatre heures.



Ce pic de 33 volts, suivi d'une dépression, suggère l'idée d'une masse lourde en mouvement, peut-être un déplacement souterrain de matière fondue.

Toutes les conditions climatologiques étaient, à ce moment, normales au lieu de l'observation.

Il est à noter que, la nuit suivante, un pic de moindre importance (15 volts) se manifesta encore, couvrant un intervalle de trois heures.

Les courbes magnétiques fournies par différentes observations montrent une variation anormale, manifestée surtout par les courbes de déclinaison et de force horizontale, et dont l'heure coïncide approximativement avec celle de l'observation du pic de 33 volts.

E. Bouty.

Parisino PETTINELLI. — Contributo allo studio dello scambio di calore della terra con lo spazio (Contribution à l'étude des échanges de chaleur entre la terre et l'espace). — *Ann. del R. Ist. Tecnico di Bari*, t. XVII ; 1898.

L'auteur indique les études antérieures et s'occupe spécialement de la mesure de l'absorption des rayons solaires par le gaz carbonique de l'atmosphère. Il compare pour cela les indications de deux pyrhéliomètres, dont l'un est placé derrière un tube contenant une

quantité de gaz carbonique de l'ordre de celle qui est contenue dans l'atmosphère. L'absorption est de moins de $\frac{1}{100}$ de l'intensité totale. Ce résultat conduit M. Pettinelli à penser que le rôle attribué par Arrhénius au gaz carbonique dans la cause de la période glaciaire n'est pas réel; d'après lui, l'abaissement de température qui a produit la période glaciaire devrait être attribué à la présence dans l'atmosphère d'une grande quantité de poussières; lors de la dernière éruption de l'Etna, le rayonnement solaire fut diminué d'un tiers, et même plus, dans un espace considérable autour du volcan. (Il est juste de faire remarquer que l'hypothèse d'Arrhénius consiste à admettre pendant la période glaciaire une diminution de la proportion de gaz carbonique, produisant une décroissance de l'absorption de l'atmosphère sur les radiations terrestres, et, par suite, un rayonnement terrestre plus intense amenant un abaissement de température de quelques degrés; les mesures relatives à la radiation solaire semblent donc insuffisantes pour infirmer l'hypothèse d'Arrhénius.)

M. Pettinelli étudie ensuite l'absorption par l'atmosphère des radiations qui traversent des verres de différentes couleurs; pour cela, à différentes heures d'un jour très pur, il étudie au pyrhéliomètre les effets des rayons solaires ayant traversé chacun de ces verres; l'épaisseur d'atmosphère traversée variant avec l'heure, on déduit des résultats les absorptions relatives. Les rayons traversant un verre bleu sont ceux que l'atmosphère absorbe le plus, ceux qui traversent un verre rouge étant les moins absorbés.

Il s'occupe ensuite de l'absorption du rayonnement terrestre; le refroidissement par rayonnement est mesuré, d'une part, au sommet du Stelvio, à 3.000 mètres d'altitude, d'autre part en plaine. Des résultats l'auteur croit pouvoir déduire que l'absorption est du même ordre pour la radiation terrestre que pour la radiation solaire, ce qui est contraire à l'hypothèse, généralement admise, d'après laquelle l'atmosphère absorberait beaucoup plus la radiation terrestre que celle du soleil, et jouerait ainsi le rôle du verre couvrant une serre.

PARISINO PETTINELLI. — Misure del calore specifico dell' acqua (Mesure de la chaleur spécifique de l'eau). — *Ann. del. R. Ist. Tecnico di Bari*, t. XVII; 1898.

Des mesures précises de Bartoli et Stracciati entre 0° et 32° ont montré l'existence d'un minimum vers 18°. Pour les températures plus élevées, les nombres de Regnault, Von Munchausen et Baumgartner ne sont guère d'accord. L'auteur a d'abord mesuré avec précision la chaleur spécifique jusqu'à 80°. En prenant comme unité la chaleur spécifique moyenne entre 15° et 20°, ou entre 20° et 25° (ces deux nombres sont égaux aux erreurs d'expériences près), les valeurs moyennes sont les suivantes :

Entre 20°	et 25°	1	Entre 50°	et 55°	1,010
25	30	1,001	55	60	1,013
30	35	1,001	60	65	1,017
35	40	1,003	65	70	1,021
40	45	1,004	70	75	1,025
45	50	1,007	75	80	1,030

De plus, la chaleur spécifique moyenne entre la température ordinaire et 300° a été trouvée de 1,121 (avec une approximation de plus de 1/50), ce qui montre que la chaleur spécifique doit s'élever plus rapidement à mesure que la température s'élève. Regnault a trouvé entre 0° et 200° la valeur moyenne 1,03 : ce serait donc au-delà de 200° que la variation s'accentuerait.

RICHARD THRELFALL et ARTHUR POLLOCK. — On a quartz Thread Gravity Balance (Sur une balance à gravité à fil de quartz). — *R. S. T.*, 27 avril 1893.

L'appareil permet de comparer la différence entre les valeurs de la gravité, en deux points quelconques, à une différence connue. Il se compose essentiellement d'un levier très léger, fixé à un fil de quartz horizontal, dont la torsion maintient le levier horizontal, en s'opposant à l'action de la pesanteur. L'expérience consiste à lire la torsion qu'il faut donner au fil de quartz pour ramener le levier à la position qu'il a en une station déterminée. On obtient donc directement des quantités proportionnelles aux différences existant entre les valeurs de la gravité aux différents points et au point origine ; il suffit de connaître une des différences en valeur absolue pour avoir les autres. Ainsi on l'a appliqué à relier la Tasmanie à l'Australie, la différence

connue étant celle qui existe entre les valeurs de Melbourne et de Sydney. L'appareil est très transportable. Il donne une approximation d'environ $\frac{1}{100.000}$ de g.

M. CANTONE. — Sulla trazione del caucciu (Sur la traction du caoutchouc). — *Rendiconti d. R. Ist. Lomb.*, sér. II, t. XXXI, 1898.

L'auteur a mesuré les variations de longueur et de largeur d'une lame de caoutchouc, étirée suivant sa longueur ; les variations de la longueur sont mesurées au moyen d'un cathétomètre qui permet d'arriver (difficilement) au centième de millimètre, et celles de la largeur au moyen d'une machine à diviser donnant le millième de millimètre. Mais ces différences de sensibilité sont dans le sens qui convient pour les mesures, les variations longitudinales étant beaucoup plus grandes que les transversales.

Les résultats obtenus montrent qu'il convient d'étudier les propriétés élastiques du caoutchouc, substance s'étirant fortement, mais ne présentant pas de modification notable de structure quand on cesse d'exercer la traction en appliquant la théorie ordinaire relative aux petites déformations, en rapportant seulement chacune à l'état actuel, et non à l'état primitif.

Les valeurs obtenues pour le coefficient de Poisson sont assez voisines les unes des autres, oscillant autour de 1/2 sans présenter de variation systématique. Dans un cycle de traction, le coefficient d'élasticité augmente dans la première partie du cycle, contrairement à ce qu'on observe pour les métaux, et diminue dans l'autre. Les phénomènes d'hystérésis sont faibles, mais nettement appréciables dans tous les cycles.

M. CANTONE et G. CONTINO. — Sulla torsione del Caucciu (Sur la torsion du caoutchouc). — *Rendiconti d. R. Ist. Lomb.*, sér. II, t. XXXII, 1899.

Les expériences statiques donnent des résultats analogues à ceux qu'on obtient avec les métaux : quand on fait croître la force de torsion, l'angle augmente plus rapidement que la force. Les valeurs du module pour des cycles successifs d'amplitude croissante vont en diminuant. Les phénomènes d'hystérésis sont peu accentués. Les résultats obtenus dans deux séries d'expériences dynamiques sépa-

rées par une série d'expériences statiques sont voisins, ce qui montre que cette dernière série n'a pas altéré la nature du cylindre de caoutchouc (de 2 centimètres de diamètre). Le caoutchouc se comporte, en somme, comme une substance presque parfaitement élastique. Son module de rigidité varie d'une manière notable avec le poids tenseur.

Ch. Maurain.

ARCHIVES NÉERLANDAISES DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES;

T. I, 2e série; 1898.

J.-D. Van der Waals. — De l'équilibre d'un corps solide complexe en présence de gaz et de liquide. — P. 78.

Si l'on introduit dans un espace vide un corps solide simple et qu'on élève la température jusqu'à la fusion de ce corps, il y a aussi de la vapeur formée; on a eu en présence trois phases à la même température et à la même pression. A température plus basse ou plus élevée, l'une des trois phases disparaît; la température déterminée à laquelle les trois états coexistent s'appelle le *triple point*; il n'y a pour un corps simple qu'une seule température de ce genre.

M. J.-D. Van der Waals s'est proposé d'examiner si, dans le cas d'un corps complexe, il existe également un triple point, c'est-à-dire une température à laquelle la composition du solide, du liquide et du gaz est identique. Les corps qui, comme les hydrates, ne peuvent passer intégralement à l'état de vapeur, ne présentent évidemment pas de triple point; l'analyse de l'auteur porte donc uniquement sur les corps capables de se séparer en deux parties qui peuvent affecter l'état gazeux. A cet effet, l'auteur complète la surface ψ au moyen d'une *ligne* représentative de l'état solide et qui se trouve dans un plan parallèle au plan des ψV (Voir *Théorie moléculaire d'une substance composée de deux matières différentes*). Le question restant à chercher s'il est possible de mener des plans bitangents à la surface ψ et tangents en même temps à la ligne de l'état solide, l'auteur établit de cette manière que les corps complexes considérés ne possèdent pas de triple point proprement dit.

A. SMITS. — Expériences à l'aide du micromanomètre. — P. 89.

M. Smits s'est proposé de mesurer très exactement la différence entre la pression de vapeur saturée de l'eau pure à 0° et la pression de vapeur à la même température de solutions salines très diluées. Il a construit à cet effet un manomètre différentiel d'une exceptionnelle sensibilité en utilisant l'appareil bien connu de Kretz.

Le liquide léger est l'eau; le liquide le plus lourd est l'aniline, qui a une densité égale à 1,0269 à 14°. Ce qui fait le mérite du travail de M. Smits, ce n'est pas seulement l'idée d'employer l'aniline, mais bien d'avoir trouvé et précisé les précautions qu'il faut employer pour que l'aniline coule dans un canal d'eau sans trace d'adhérence. A cet effet, le manomètre ayant été nettoyé avec le plus grand soin par ébullition d'une solution concentrée de soude, puis d'eau régale, il faudra, si l'on a affaire à un manomètre en verre de soude, faire bouillir l'eau et l'aniline dans le manomètre même, pour que l'eau dissolve un peu de verre (ce n'est qu'à cette condition que l'aniline coule dans un canal d'eau). Si le manomètre est en verre d'Iéna, on ajoute à l'eau quelques centimètres cubes d'une solution de verre, obtenue en faisant bouillir de l'eau contenant de la poudre de verre.

Le manomètre employé par M. Smits était trente fois plus sensible qu'un manomètre à eau. Ce manomètre ne peut pas servir au-dessus de 14°, le zéro de l'appareil cessant d'être constant à partir de 15°; l'appareil tout entier, sauf les réservoirs supérieurs, est plongé dans un bain d'eau courante; l'eau manométrique est protégée contre l'air extérieur par des colonnes d'huile d'arachide. Des dispositions expérimentales, impossibles à résumer en peu de mots, permettaient de faire le vide au-dessus des réservoirs, mis ou non en communication, etc.

L'auteur a étudié, pour diverses valeurs de la concentration, à 0°, la différence de tension de l'eau et de dissolutions de chlorure de sodium, de potasse et de sucre de canne; il en a déduit la valeur de l'abaissement moléculaire i; pour NaCl et KOH, i augmente avec la concentration; pour le sucre de canne, sauf le cas de la solution la plus concentrée, i demeure remarquablement constant et égal à 1.

Il est intéressant de comparer le travail de M. A. Smits à celui de M. C. Dieterici, qui a été analysé par M. Marchis ([1]).

Les conclusions sont identiques quant au sens de la variation de i avec la concentration; mais les valeurs absolues de i, trouvées par M. Dieterici, sont plus faibles que celles de M. Smits, ce que ce savant explique en admettant que le vide n'a pas été suffisamment complet dans l'appareil de M. Dieterici, lequel, d'ailleurs, disposait d'un manomètre beaucoup moins sensible que le sien.

V.-A. JULIUS. — La tension maxima d'une vapeur dépend-elle de la température seule? — P. 393.

M. Julius s'est servi du micromanomètre de M. Smits pour savoir si, par compression, la tension de vapeur d'eau saturée peut croître. Il a opéré sur la vapeur d'eau émise par du liquide pur à 0° et sur la vapeur de l'eau salée; en soulevant un réservoir à mercure, il pouvait diminuer de 1/2 le volume de la vapeur. L'expérience faite, alors que l'air et les vapeurs d'aniline avaient été chassés de l'appareil avec le plus grand soin, a montré que, à un degré d'approximation extrêmement élevé, la vapeur d'eau à 0° ne peut prendre par compression, au contact de l'eau pure comme de l'eau salée, une tension supérieure à la tension dite maxima. Si, au contraire, il y a en présence du liquide et de la vapeur un corps gazeux étranger (tel que de la vapeur d'aniline à une pression inférieure à 1/10 de millimètre de mercure), on a affaire à un système complexe dont les conditions d'équilibre peuvent être complètement différentes.

Chemin faisant, M. Julius donne son avis sur la valeur des expériences faites sur le même sujet par M. Tammann, d'une part, MM. Wüllner et Grotrian, de l'autre.

J.-P. KUENEN. — Quelques expériences relatives aux rapports entre les deux plis de la surface de Van der Waals pour les mélanges. — P. 270.

J.-P. KUENEN. — Sur les anomalies au voisinage du point critique. — P. 274; 1898.

L'auteur montre, d'une part, que, d'après ses expériences, l'acide carbonique et le chlorure de méthyle liquides sont miscibles en

---

([1]) C. Dieterici, *Sur les tensions de vapeur de dissolutions aqueuses étendues maintenues à 0°* (Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 180; 1898).

toutes proportions, ce qui rend impossible l'observation de trois phases, deux liquides et une gazeuse, et que certains faits annoncés par Wroblewski et Dewar s'expliquent simplement par des phénomènes de retard, ce qui montre combien l'agitation est nécessaire pour définir l'équilibre d'un mélange, surtout au voisinage de la température critique. Il analyse en particulier les travaux de MM. Gouy, Pellat, de Heen et Zambiasi et Tammann sur ces questions et sur l'influence des impuretés sur l'équilibre final des mélanges.

J.-P. KUENEN. — Quelques expériences relatives aux anomalies au voisinage du point critique. — P. 279.

Ce mémoire est une réponse à un travail expérimental de M. Galitzine, favorable dans ses conclusions aux idées de M. de Heen sur la constitution des liquides et de leurs vapeurs saturées. Cette réponse se compose de deux parties : 1° une partie théorique dans laquelle il essaye de préciser les idées en question sous la forme d'une hypothèse nette dont il compare les conséquences à l'expérience ; 2° une partie expérimentale dans laquelle il essaie de reproduire l'expérience controversée de M. Galitzine.

Partie théorique. — On peut imaginer les molécules des liquides comme des agrégats de molécules gazeuses ; c'est l'hypothèse I, qui est compatible avec la théorie d'Andrews-Van der Waals sous sa forme la plus large. D'après M. Kuenen, cette hypothèse est incapable d'expliquer le phénomène observé par M. Galitzine, et, inversement, l'observation du phénomène de Galitzine ne peut pas confirmer cette hypothèse.

L'hypothèse II est plus compliquée ; d'après elle, les molécules gazeuses de la vapeur d'éther, par exemple, peuvent se dissoudre dans le liquide générateur et former un liquide de densité plus faible que celle de l'éther liquide vrai. De même, le liquide peut se dissoudre dans la vapeur et donner un corps gazeux de densité plus grande que celle de la vapeur saturée ordinaire. Entre cette vapeur liquéfiée et ce liquide gazéifié, toutes les transitions seraient possibles par voie de mélange.

Cette hypothèse expliquerait l'expérience de M. Galitzine ; mais elle paraît difficile à admettre.

Partie expérimentale. — L'expérience de M. Galitzine consiste à mettre dans un tube en V deux colonnes d'éther séparées par du

mercure: l'une est entièrement liquide, l'autre est partiellement réduite en vapeur. On chauffe le tube jusqu'à une température supérieure à la température critique et on observe les niveaux du mercure. M. Kuenen arrive à la conclusion suivante:

« L'expérience de M. Galitzine, faite avec de l'éther à peu près exempt de gaz, donne des différences de densité qui, pour la plus grande partie, peuvent être expliquées par des différences de pression et par l'influence du gaz encore présent. Les autres différences ont une origine incertaine et, à 10° au-dessus de la température critique, elles s'élèvent à ± 2 0/0 dans un cas seulement, à moins de 1 0/0 dans les autres cas. »

Les grandes différences de densité observées par M. Galitzine paraissent dues à la présence de quantités notables d'air dans la branche vapeur.

J.-P. KUENEN. — Sur la condensation d'un mélange de deux gaz. — P. 331.

Ce travail est une étude critique sur le troisième mémoire de M. Duhem, relatif aux dissolutions et mélanges, paru dans les *Travaux et Mémoires des Facultés de Lille* (1894). Chemin faisant, M. Kuenen revendique pour lui la prédiction et la confirmation expérimentale de la condensation rétrograde [1].

La différence essentielle entre la théorie de M. Duhem et celle de Van der Waals consiste dans ce que, pour celle-ci, dans le cas d'un mélange binaire, il *doit* y avoir condensation rétrograde entre deux températures déterminées pour *tous* les mélanges possibles entre les deux substances, tandis que la théorie de M. Duhem ne prévoit la condensation rétrograde que pour un groupe de mélanges entre certaines limites.

Les expériences de l'auteur sur les mélanges d'acide carbonique et de chlorure de méthyle, complétées par la courbe des tensions de vapeur de CH^3Cl (par Kuenen) et de CO^2 (par Amagat) lui permettent de rectifier certaines assertions de M. Duhem. L'auteur reconnaît toutefois que la méthode graphique introduite par M. Duhem, en prenant la pression et la température comme coor-

(1) Voir J.-P. Kuenen, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 158-159; 1898. — Le travail de M. Duhem cité par M. Kuenen a été analysé par M. Marchis (*J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 597; 1897).

données, représente les phénomènes d'une façon très claire et peut même servir à prédire des faits qui ne se déduiraient pas aussi facilement de la surface de Van der Waals.

J.-P. KUENEN. — **De l'influence de la pesanteur sur les phénomènes critiques des substances simples et des mélanges.** — P. 342.

Après avoir résumé les travaux de M. Gouy sur cette question et justifié la « méthode du ménisque » pour la détermination des températures critiques, l'auteur traite la question en se servant de la surface ψ de Van der Waals, dans le cas où il n'existe qu'un pli, le pli liquide-vapeur. Que le point de plissement soit situé d'un côté ou de l'autre du point de contact critique [1], l'influence de la pesanteur a pour effet de réduire la région où s'observe la condensation rétrograde.

J.-W. GILTAY. — **Sur la polarisation des récepteurs téléphoniques.** — P. 358; 1898.

Lorsqu'on écoute avec un condensateur téléphonique, actionné par une batterie plus ou moins puissante, un son produit devant le microphone qui lui correspond, le son entendu varie avec la charge de la batterie et avec la nature de l'isolant du condensateur. Lorsque l'isolant est du papier paraffiné, un son d'intensité et de hauteur constantes monte d'une octave lorsqu'on supprime la polarisation du condensateur; dans ces conditions, la voyelle O dont la vocable est $\text{Si}^{\flat}_{3}$ devient A dont la vocable est $\text{Si}^{\flat}_{4}$. Lorsqu'il s'agit de la voix articulée, le téléphone parle avec netteté, même quand on supprime la batterie, et cela sans octavier. M. Giltay essaie d'expliquer ces phénomènes au moyen de la pénétration des charges dans l'isolant du condensateur téléphonique.

Ce dernier phénomène se produit à un haut degré dans les condensateurs à mica, et cependant, sans batterie, ce condensateur n'articule pas.

L'auteur décrit un téléphone, qu'il appelle électrodynamique et dans lequel l'emploi du fer a été complètement évité. Il se compose d'une bobine en buis reliée à une poignée; le disque antérieur de

---

(1) Voir J.-P. KUENEN, *J. de Phys.*, 3e série, p. 158; 1898.

la bobine est une petite plaque de mica; autour de la bobine sont enroulés 2.100 tours de spire de fil de cuivre fin recouvert de soie et dont les tours sont assez lâches pour pouvoir effectuer de petits mouvements sous l'influence des attractions électrodynamiques des spires voisines. Ce téléphone reproduit très nettement la voix articulée lorsqu'il est excité par une batterie de trente piles Leclanché; il ne donne rien de bon, au contraire, lorsque celle-ci est supprimée.

C.-H. WIND. — **Mesures de la différence de phase magnéto-optique de Sissingh dans le cas de la réflexion polaire sur le nickel.** — P. 369.

Les expériences de M. Sissingh, relatives à la réflexion équatoriale sur des miroirs en fer aimantés, ont montré qu'il existe une différence à peu près constante et indépendante de l'incidence entre la phase de la composante magnéto-optique du phénomène de Kerr, telle qu'elle est déduite de l'observation et celle qu'on déduit de la théorie de M. Lorentz.

La différence de phase de Sissingh, retrouvée par M. Zeeman dans le cas de la réflexion polaire sur le fer et sur le cobalt, a été étendue au cas du nickel par Wind qui l'a trouvée égale à $36°,44' \pm 20',5$ pour la lumière de la raie D. Une valeur approchée de cette différence avait été trouvée égale à 30° par M. Zeeman au moyen d'un miroir de nickel déposé par électrolyse sur du verre platiné de Kundt.

P. ZEEMAN. — **La phase dans la réflexion polaire sur le cobalt et le nickel et l'angle de renversement de la rotation au zéro d'après la théorie et l'expérience.** — P. 376.

La conclusion de l'auteur est que la théorie des phénomènes magnéto-optiques de M. Goldhammer (*Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 71; 1892), dans laquelle ce savant tient compte de la différence de phase de Sissingh, représente les phénomènes d'une façon très satisfaisante.

J.-C.-H. KRAMERS. — **Sur la conductibilité électrique du nitrate de potassium.** — P. 455.

Ce travail expérimental, très soigné, a fait l'objet d'une thèse soutenue devant la Faculté de Leyde. Les mesures de résistance

ont été faites par la méthode des courants alternatifs de Kohlrausch. L'auteur a opéré sur des dissolutions à 5, 10, 15, 75 et 95 0/0 et enfin sur le sel fondu à toute une série de températures allant quelquefois jusqu'à 350°. Les courbes isothermes de la conductibilité spécifique affectent très nettement la forme d'arcs de paraboles; les isothermes comprises entre 75° et 135° présentent très nettement un maximum de compressibilité. Les résultats des mesures de M. Kramers, réduits en tables, sont en concordance parfaite avec les nombres de Kohlrausch à 20° pour les faibles concentrations; ils sont plus faibles que ceux de Kraunhals, relatifs à l'influence de la température sur une solution à 8,72 0/0, et plus forts que ceux de Tressch, relatifs à l'influence de la température sur une solution à 9,1 0/0.

Enfin les conductibilités spécifiques du sel fondu, en fonction de la température, sont plus faibles que celles de MM. Bouty et Poincaré de 8 0/0 vers 335°, la différence atteignant 12 0/0 à 370°.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — De l'équilibre dans les systèmes de trois constituants, avec deux phases liquides possibles. — T. I, p. 411, et t. II, p. 21 et 144.

C'est un volumineux mémoire formé de trois parties, deux théoriques, et la troisième expérimentale. Rappelons qu'on appelle isothermes de dissolution de l'équilibre les lieux géométriques des points donnant en représentation graphique les compositions de toutes les solutions qui, à une température donnée, peuvent être en équilibre, soit complet, soit incomplet, avec d'autres phases liquides, solides ou gazeuses. Le domaine si étendu des équilibres dans lesquels coexistent deux phases liquides ou plus, en même temps que des phases d'autre nature, est encore complètement ignoré. La première partie théorique du travail de M. Schreinemakers a pour but de tracer un tableau sommaire des isothermes et des équilibres possibles dans les systèmes comprenant deux phases liquides et une seule phase solide; dans la seconde partie théorique, les déductions sont étendues au cas où il apparaît deux phases solides dont chacune est un constituant. Quant à la partie expérimentale, elle se rapporte à l'équilibre du système : eau, chlorure de sodium et succinonitrile. L'équilibre eau, succinonitrile, n'ayant jamais été étudié, l'auteur a commencé par faire cette étude.

H.-A. LORENTZ — Sur la polarisation partielle de la lumière émise par une source lumineuse dans un champ magnétique. — T. II, p. 1.

Le savant professeur de Leyde cherche à expliquer l'expérience de MM. Egoroff et Georgiewsky, d'après laquelle la lumière émise par une flamme perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique est partiellement polarisée. Cette polarisation partielle dépend à un assez haut degré de la température de la flamme et, lorsqu'on opère avec des raies spectrales, ce sont les raies spontanément renversables qui permettent d'observer le plus facilement cette polarisation partielle.

Quand on ne considère qu'une seule raie spectrale, on peut supposer, avec M. Lorentz, que chaque molécule lumineuse contient une seule particule mobile et électrisée que nous appellerons un « ion ». Dès que cet ion est écarté de sa position d'équilibre, il y est ramené par une force « élastique » qui est proportionnelle à l'écartement, non à sa direction. Tous les mouvements d'un tel ion peuvent être décomposés en des vibrations linéaires, suivant les lignes de force, et des vibrations circulaires de sens opposés perpendiculaires aux lignes de force. La période T de toutes ces vibrations est la même, tant qu'il n'y a pas de champ magnétique. Du moment où intervient la force magnétique extérieure, une nouvelle force agit sur l'ion, qui est proportionnelle à la charge électrique; pour l'unité de charge, elle est donnée par le produit vecteur de la vitesse et de la force magnétique extérieure. L'observation montre que cette nouvelle force « électro-magnétique » est très petite par rapport à la force élastique. L'on peut ainsi exécuter des mouvements compliqués. M. Lorentz a été conduit à admettre que la relation entre l'intensité des mouvements des ions et l'intensité de la lumière émise n'est pas la même dans un champ magnétique et en dehors du champ; cette relation doit, en effet, se modifier par ce fait que les rayons émis par la partie postérieure de la flamme ne sont pas absorbés dans la partie antérieure de la même manière qu'auparavant.

En l'absence de tout champ magnétique, chaque raie spectrale simple est la superposition de trois raies, la moyenne vibrant horizontalement, les « extrêmes » vibrant verticalement, l'ensemble donnant de la lumière naturelle. Sous l'influence des champs, les vibrations verticales changent de période, tandis que la moyenne garde

la sienne; il s'ensuit que la vibration horizontale est affaiblie par l'absorption, qu'il y ait ou non champ magnétique, tandis que les vibrations verticales, ayant changé de période, sont moins absorbées lorsque le champ magnétique est établi auparavant. Les vibrations verticales devenant plus intenses, la lumière devient partiellement polarisée, comme l'indique l'expérience de MM. Egoroff et Georgiewsky.

J.-D. Van der WAALS. — Sur la représentation graphique des équilibres à l'aide de la fonction ζ. — P. 68.

Les phénomènes d'équilibre d'un mélange de deux substances à une température donnée s'obtiennent ordinairement au moyen de la propriété de la fonction ψ (1). Cette fonction ψ est uniforme et, par suite, se représente géométriquement par une surface à une seule nappe continue; de plus ψ, considérée comme fonction du volume et du titre du mélange est une fonction *caractéristique*, c'est-à-dire que les autres grandeurs thermodynamiques s'expriment au moyen de ses dérivées partielles ou de combinaisons de ses dérivées. On peut employer pour le même objet la fonction $\zeta = \psi + pV$, qui est également une fonction caractéristique; cette substitution présente des avantages et des inconvénients que fait ressortir le travail de M. Van der Waals.

J.-D. Van der WAALS. — Une règle approchée relative à la forme de la courbe de plissement d'un mélange. — P. 79.

Cette étude est le développement de deux notes analysées précédemment (2). Comme la courbe de plissement n'a été étudiée expérimentalement que dans fort peu de cas, que les déterminations expérimentales nécessaires sont très difficiles et demandent beaucoup de temps, que l'allure des deux courbes trouvées ainsi par M. Kuenen est fort différente, M. Van der Waals s'est proposé de déterminer théoriquement l'allure des courbes possibles. Il a dû, pour cela, s'appuyer plus spécialement sur les hypothèses particulières qu'il a introduites dans sa théorie des mélanges, savoir:

(1) Voir *Théorie moléculaire*, etc. (*Arch néerl.*, t. XXIV).
(2) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 601; 1897.

1° Chaque mélange de titre x possède, comme une substance simple, une pression intérieure proportionnelle au carré de la densité et, par suite, de la forme $\frac{ax}{V^2}$.

2° a_x est de la forme :

$$a_x = a_1 (1 - x)^2 + 2a_{12}x (1 - x) + a_2x^2.$$

3° Le covolume b_x est de la forme :

$$b_x = b_1 (1 - x) + b_2x.$$

M. Van der Waals montre que les résultats numériques tirés des expériences si soignées de M. Kuenen apportent des vérifications inespérées de l'exactitude des hypothèses précédentes, notamment de la troisième. Les déductions théoriques de M. Van der Waals relatives aux formes possibles de la ligne de plissement des mélanges binaires acquièrent par là une très grande valeur.

H.-A. LORENTZ. — **De l'influence des corps étrangers sur la température de formation. — P. 174.**

C'est la généralisation des formules de M. Schreinemakers dans le cas de l'équilibre entre un nombre quelconque de phases solides et deux phases liquides.

H.-A. LORENTZ. — **Sur les vibrations de systèmes portant des charges électriques et placés dans un champ magnétique. — P. 412.**

La plupart des raies spectrales, chez lesquelles on a observé le phénomène de Zeeman, se transforment sous l'influence des forces magnétiques en triplets, perpendiculairement aux lignes de forces, et en doublets dans la direction des lignes de force, ce dont la théorie élémentaire bien connue rend aisément compte. Il y a toutefois des raies qui présentent des phénomènes plus compliqués ; on a observé des quadruplets, des quintuplets et des sextuplets, etc.

M. Lorentz montre dans ce travail comment certaines hypothèses relatives au mécanisme de l'émission lumineuse peuvent conduire à une explication de pareilles raies multiples. L'auteur ne se fait d'ailleurs aucune illusion sur la solidité de ses hypothèses qui, dans l'explication détaillée du quadruplet de M. Cornu (raie D_1), ne lui ont donné qu'un succès relatif.

E. MATHIAS.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XLVII; mai 1899.

F.-H. PITCHER. — Effects of Temperature and Circular Magnetization on Magnetized Iron Wire (Effet de la température et de l'aimantation transversale sur le fil de fer aimanté). — P. 421.

Un fil de fer long de 200 fois son diamètre est entouré d'une bobine magnétisante; on étudie son aimantation par la méthode magnétométrique unipolaire. Le long du fil lui-même peut passer un courant variable; on échauffe ainsi le fil; mais en même temps on lui communique une aimantation transversale. Chacune de ces circonstances a son effet propre sur l'aimantation longitudinale; on élimine l'effet de la température en faisant successivement l'expérience, le fil de fer étant dans le vide, dans l'air et dans l'eau; dans l'eau il ne s'échauffe pas.

On a tracé ainsi les courbes d'aimantation longitudinale (en fonction du champ longitudinal) pour diverses valeurs de l'aimantation transversale. Plus celle-ci augmente, plus la courbe d'aimantation longitudinale s'abaisse vers la droite et moins sa courbure est accentuée. On s'explique ce résultat en remarquant que l'aimantation transversale, si elle est un peu forte, diminue notablement la perméabilité.

Edwin-H. BARTON. — On the Equivalent Resistance and Inductance of a Wire to an Oscillatory Discharge (Résistance et inductance équivalentes d'un fil par une décharge oscillatoire). — P. 433.

Rayleigh, après Maxwell, a étudié la distribution du courant dans un fil cylindrique avec un courant alternatif sinusoïdal; la résistance effective R′ (rapport de la force électromotrice totale au courant total qui traverse une section du fil) n'a pas la même valeur que pour un courant continu (pour une grande fréquence, le courant est presque entièrement superficiel). L'auteur a calculé la résistance effective dans le cas de courants variables non sinusoïdaux, en particulier dans le cas de courants périodiques amortis. Cette résistance effective augmente rapidement avec le facteur d'amortissement. Cette remarque n'est pas sans intérêt dans la discussion des expériences d'ondulations hertziennes dans les fils.

N.-G. FILON. — On certain Diffraction Fringes as applied to Micrometric Observations (Franges de diffraction appliquées à des observations micrométriques). — P. 424.

Michelson [1], dans son mémoire désormais classique, montrait que l'on peut dédoubler une étoile double en étudiant les franges produites par deux fentes ménagées dans un écran qui couvre l'objectif de la lunette braquée sur l'étoile, et de même qu'on peut dédoubler une raie spectrale en substituant au spectroscope à prismes ou à réseau un appareil interférentiel. Michelson avait supposé les fentes infiniment étroites par rapport à la longueur d'onde et infiniment longues. L'auteur reprend les calculs de Michelson en donnant aux deux dimensions de la fente des valeurs finies. Les résultats et la précision obtenus dépendent de ces dimensions.

Carl BARUS. — The Absorption of Water in Hot Glass. Second Paper (Absorption de l'eau par le verre chaud). — P. 46.

Étude détaillée du phénomène de l'attaque du verre par l'eau. Un tube capillaire fermé à un bout contient un index de mercure, puis un filet d'eau, et une seconde colonne de mercure, par laquelle on peut exercer une pression. On chauffera le tube, et on observera le déplacement des deux ménisques de mercure qui limitent la colonne d'eau ; ce sera une manière d'étudier la compression de cette eau ou de la solution vitreuse à laquelle elle donnera naissance.

En chauffant à 185° ou à 210°, on voit d'abord la colonne d'eau se dilater, puis diminuer de longueur, et prendre une longueur inférieure à la valeur initiale. Durant la première période de la contraction, le tube devient blanc et opaque, et il est même difficile d'apercevoir les ménisques de mercure. Puis le tube redevient transparent, et toute trace de matière opaque disparaît. On a alors une solution vitreuse concentrée, très visqueuse ; on peut casser le tube d'un trait de diamant sans que rien s'écoule ; on distingue toutefois la partie extérieure formée de verre et la partie intérieure formée de matière vitreuse et aqueuse ; le diamètre de cette partie intérieure est plus grand que le diamètre intérieur primitif ; il y a eu en effet corrosion et dissolution dans l'eau.

---

(1) *Phil. Mag.*, XXX, p. 256 ; 1891.

On a, en somme, au sens de la théorie de Gibbs, deux *phases:* eau claire dans le verre, puis solution concentrée de verre dans l'eau; la première est stable avant la réaction, la seconde après. Dans la période moyenne de la réaction (au moment du maximum de compressibilité), il y a stabilité réciproque de deux phases en présence l'une de l'autre.

Lord KELVIN. — On the application of force within a limited Space, required to produce Spherical Solitary Waves, on Trains of Periodic Waves, of both Species, Equivoluminal and Irrotational, in an Elastic Solid. — P. 481.

CH. CHREE. — Denudation and Deposition (Dénudation et dépôt). — P. 432.

A propos du mémoire de Johnston Stoney, M. Chree remarque qu'on ne peut pas traiter l'ensemble du globe terrestre comme un corps parfaitement élastique. Si on vient à enlever une couche de matière à la surface de la terre, elle cesse de peser sur la couche sous-jacente, et il en doit résulter un accroissement du rayon terrestre. L'accroissement doit être beaucoup plus faible que M. Stoney ne l'a calculé, car c'est seulement une couche de quelques kilomètres, la « lithosphère », qui peut être regardée comme élastique et réagir au moment où cesse d'agir une force de compression.

T. XLVII; Juin 1899.

EDWIN-S. JOHONNOTT. — Thickness of the Black Spot in Liquid Films (Épaisseur de la tache noire dans les pellicules liquides). — P. 501.

Deux méthodes sont employées :

1° *La méthode interférentielle de Michelson.* — Sur le trajet d'un des faisceaux interférents on interpose un nombre considérable (jusqu'à 53) de couches liquides (formées d'une solution d'oléate de soude et de potasse), maintenues entre des cadres solides. La lumière les traverse deux fois. On admet pour indice du liquide celui de l'eau pure On a étudié ainsi la variation de l'épaisseur moyenne avec le temps et avec la température.

L'épaisseur limite de la pellicule noire est en fin de compte celle de la *seconde tache noire*, qui apparaît quand on l'abandonne à elle-même, et celle-ci est indépendante de la température. Elle est d'environ $6\mu\mu$.

2° *Méthode photométrique.* — Une pellicule placée sur la table d'un goniomètre renvoie la lumière du collimateur dans la lunette. La proportion de lumière réfléchie dépend de l'épaisseur de la pellicule suivant une formule aisée à calculer. On tournera le plateau qui porte la pellicule et en même temps le collimateur pour étudier la réflexion sous diverses incidences.

En avant de la lunette sont deux nicols ; en faisant tourner l'un d'eux à partir de la position pour laquelle ils sont parallèles, on réduit à volonté l'intensité de la lumière reçue. On la rend égale à l'intensité de la lumière venue d'un autre collimateur au-dessus de la plate-forme du goniomètre, lumière réfléchie dans la lunette par un double miroir. Pour le second noir, on arrive encore ainsi à une épaisseur de $6^{\mu\mu},2$; et, pour le premier, à une épaisseur minimum de $11\mu\mu$.

ALBERT GRIFFITHS. — Note on the Source of Energy in Diffusive Convection (Source de l'énergie dans la diffusion par convection). — P. 522.

Dans un vase cylindrique vertical, une solution plus lourde que l'eau est au fond. Au dessus est de l'eau pure. La diffusion aura pour effet d'élever le centre de gravité du système. Elle provoquera nécessairement un refroidissement, si les deux liquides étaient d'abord à la même température, et si leur mélange ne donne lieu à aucun phénomène calorifique. Divers problèmes peuvent se poser à cet égard.

On observera que l'énergie utilisable du système a diminué par la diffusion, phénomène irréversible ; ce qui fait que l'augmentation d'énergie potentielle aux dépens de la chaleur d'un système à température uniforme ne contredit pas le principe de Carnot.

— A Study of an Apparatus for the Determination of the Rate of Diffusion of Solids dissolved in Liquid (Appareil pour déterminer la vitesse de diffusion d'un solide dissous dans un liquide). — P. 530.

Tube cylindrique fermé, divisé en deux compartiments par un diaphragme parallèle à ses deux bases ; diaphragme traversé par une quinzaine de tubes verticaux. Le compartiment inférieur est plein d'une solution de SO^4Cu, le compartiment supérieur d'eau pure. On peut faire une prise de liquide dans chacun des deux comparti-

ments en deux points tout près du diaphragme et tout près de la base extrême. On renouvelle les liquides toutes les semaines.

Les diverses causes d'erreur possible, tenant surtout à des variations de température, sont minutieusement examinées. Pour montrer qu'elles ont pu être, dans une certaine mesure, éliminées, l'auteur donne le tableau suivant des poids de sulfate de cuivre qui ont passé d'un compartiment à l'autre au bout de plusieurs semaines :

Au bout de 1 semaine..........	0^{gr},0026
2	0 0077
3	0 0144
4	0 0226
5	0 0311
6	0 0443
8	0 0559
9	0 0662

Le coefficient de diffusion k, déduit de la moyenne des nombres mesurés sur neuf semaines, est $28,7 \times 10^{-7}$ C. G. S.

G.-A. SHAKESPEAR. — **The Application of an interference Method to the Investigation of Young's Modulus for Wires, and its Relation to changes of temperatur and Magnetization (Application d'une méthode d'interférence à l'étude des coefficients d'élasticité de traction des fils). — P. 539.**

On a suspendu un disque à trois fils de métal et on a réglé les points de suspension de telle sorte que, dans la traction, le disque reste bien parallèle à lui-même. On suspend au centre du disque, par un crochet, un poids de cuivre qui plonge dans un vase plein d'eau. En réglant, par un siphon, le niveau de l'eau, on règle la force de traction exercée sur les fils, et on fait ce réglage sans à-coup. On observe les franges d'interférence entre le disque porté par les fils à étudier et un autre plan invariablement relié au plan de suspension.

On trouve ainsi que le module d'Young ou coefficient d'élasticité de traction (c'est-à-dire ici la résistance à l'allongement pour une même surcharge) augmente avec la charge initiale. Il varie de $8,24 \times 10^{11}$ jusqu'à $10,53 \times 10^{11}$, valeur maximum.

Pour chauffer l'appareil, on a maintenu l'ensemble des fils dans une atmosphère formée d'une vapeur de liquide bouillant. Le premier échauffement, de 13° à 100°, a pour effet d'accroître le module E ; par

des alternances régulières de températures, on finit par arriver à une valeur fixe de la longueur, et alors le passage de 13° à 100°, qui est une température plus haute, correspond toujours à une diminution, et à une diminution constante du module (3,6 0/0 pour un fil de cuivre).

On a étudié par la même méthode, pour le fer, les changements d'élasticité par l'aimantation (à l'aide de solénoïdes entourant les trois fils) et aussi les changements de longueur par l'aimantation. L'auteur donne des courbes de longueur en fonction du champ, pour des fils sans charge et des fils chargés. Pour des fils faiblement chargés, le premier effet de l'aimantation est une contraction suivie d'un allongement, et l'on arrive à dépasser légèrement la longueur initiale pour un courant aimantant de 2 ampères, par exemple; si alors on diminue le courant, la longueur continue à croître jusqu'à un maximum ; si on diminue toujours le courant, elle diminue alors, et l'on revient sensiblement à la longueur initiale pour un courant nul. Si on change le courant de sens, et qu'on l'augmente jusqu'à 2 ampères pour le diminuer ensuite jusqu'à zéro, on obtient une boucle de courbe sensiblement symétrique de la boucle précédente par rapport à l'axe des longueurs. Cette symétrie n'existe plus pour la courbe obtenue quand le fil a une charge notable.

G. Johnstone STONEY. — Denudation and Deposition. Part. II. — P. 557.

Répondant à M. Chree et reprenant ses raisonnements, M. Stoney expose que la dénudation d'une partie du sol terrestre a dû avoir pour effet de l'exhausser, en supprimant une charge qui le comprimait.

Les valeurs de l'élasticité moyenne de la terre (élasticité de compression) et de la plasticité, qu'il a fait intervenir dans ses raisonnements, sont les valeurs moyennes auxquelles conduit la géologie. Il persiste donc à attribuer à la dénudation un rôle capital dans la formation du relief des montagnes, les parties dénudées ayant dû être exhaussées.

Gerald STONEY. — The Quantity of oxygen in the Atmosphere compared with that in the Earth's crust (Quantité d'oxygène de l'atmosphère comparée à celle de la croûte terrestre). — P. 565.

Une couche de la croûte terrestre, d'une profondeur de 3 mètres, contient autant d'oxygène que toute l'atmosphère.

Lord RAYLEIGH. — On the Calculation of the Frequency of Vibration of a System in its Gravest Mode with an exemple from Hydrodynamics (Calcul de la fréquence de la vibration la plus grave d'un système). — P. 566.

On part naturellement des équations de Lagrange et des formules donnant l'énergie cinétique et l'énergie potentielle; il y a autant de fréquences de vibrations possibles qu'il y a de mouvements vibratoires indépendants; il peut y en avoir une infinité. On peut calculer le plus grave en se fondant sur ce principe que l'introduction d'une contrainte ne peut jamais abaisser, mais peut en général élever la fréquence d'un système vibrant.

L'exemple d'hydrodynamique étudié est celui d'un cylindre horizontal à moitié plein de liquide; la surface libre contient l'axe. On donne le calcul complet de la fréquence du mouvement vibratoire le plus grave que peut prendre le liquide dans le cylindre supposé fixe.

B. Brunhes.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVIII, n° 5; 1899.

W. HALLWACHS. — Ueber ein Doppeltrogrefractometer und Untersuchungen mit demselben an Lösungen von Bromcadmium, Zucker, Di- und Trichloressigsäure, sowie deren Kaliumsalzen (Sur un réfractomètre à double cuve. Recherches faites avec cet appareil sur diverses solutions : bromure de cadmium, sucre, acides di- et trichloracétiques et leurs sels de potassium). — P. 1-45.

M. Hallwachs a publié, dans les *Wiedemann's Annalen* de 1893, la description d'une méthode différentielle pour comparer les indices de réfraction de deux liquides. L'appareil qu'il a imaginé et qu'il appelle *réfractomètre à double cuve* a été utilisé depuis dans l'analyse des bières, Tornoë ayant dressé des tables qui permettent de déduire, de la valeur de l'indice et de celle de la densité, la richesse alcoolique et le poids de l'extrait sec.

Cet appareil est formé essentiellement par une cuve fermée par deux glaces et séparée en deux parties par une cloison formée également par une glace. Dans l'une des parties de la cuve on met le liquide à étudier, dans l'autre de l'eau ou un liquide de compa-

raison. Dans une lunette pointée à l'infini, on reçoit les rayons qui ont traversé successivement le premier liquide, la cloison de verre, le second liquide, et qui ressortent à l'extérieur. Le champ éclairé que l'on aperçoit est limité par une ligne bien nette; elle correspond aux rayons qui ont pénétré dans le verre de la paroi en lui arrivant sous une incidente rasante. De la direction que prennent les rayons à la sortie de l'appareil on déduit la valeur de la différence des indices.

Dans le mémoire actuel, M. Hallwachs fait l'étude détaillée de cet appareil; il décrit un procédé de *retournement* qui simplifie la mesure et permet de faire commodément diverses corrections, celles notamment qui tiennent au défaut de parallélisme des lames employées. M. Hallwachs indique le moyen de tenir compte des variations de température; d'ailleurs, il faisait ses mesures dans une salle sans fenêtre, dont la température n'éprouvait pas de variations brusques.

M. Hallwachs estime qu'avec son appareil il peut mesurer des différences d'indice ayant comme limite inférieure 3×10^{-4}, avec une approximation atteignant environ une unité et demie de la sixième décimale. L'emploi de l'appareil serait donc indiqué dans des cas où les appareils ordinaires ne suffiraient pas, et où les méthodes interférentielles seraient d'une application pénible.

L'étude des liquides cités dans le titre de la note a fourni des résultats qui ne paraissent pas indiquer une influence nette de la *dissociation* sur la réfraction. Cette influence existe peut-être dans les cas où un des *ions* est de l'hydrogène; mais, si on étudie un sel, comme le bromure de cadmium, on trouve que la dissociation ne se révèle pas nettement par l'étude optique. Le résultat opposé trouvé pour ce sel particulier, par Le Blanc et Rohland, provenait d'une erreur.

A. Cotton.

G. BREITHAUPT. — Ueber das optische Verhalten eingebrannter Gold- und Platinschichten (Sur les propriétés optiques de l'or et du platine déposés au feu). — P. 46-73.

1. Les miroirs étudiés par M. Breithaupt sont préparés par des procédés analogues à ceux que l'on emploie dans la céramique pour dorer, par exemple, la porcelaine. On recouvre d'une solution renfer-

mant le métal à déposer une surface polie résistant bien à la chaleur (l'*obsidienne* est la substance qui convient le mieux). La chaleur d'un moufle à gaz décompose le sel et donne le métal directement sous la forme d'une couche miroitante, transparente ou non. On évite ainsi l'influence exercée par le polissage ou les propriétés du miroir.

2. M. Breithaupt détermine les constantes optiques du miroir en se servant, comme l'avait fait Quincke, des franges de Fizeau et Foucault données par une lame de quartz parallèle (de un demi-millimètre d'épaisseur). Comme ces franges ont servi, dans différents travaux français récents, à l'étude de la lumière elliptique, je me bornerai à renvoyer au mémoire pour cette partie de la technique (1). Les quantités déterminées sont l'incidence principale A et l'azimut H de polarisation rétablie sous l'incidence principale. Cette dernière constante H est déterminée en rendant la frange aussi noire que possible; procédé rapide, mais peu précis.

Les mesures ont été faites pour deux radiations situées respectivement dans le rouge et dans le vert; de leurs résultats on peut, comme on sait, déduire les valeurs théoriques des indices de réfraction des métaux pour les longueurs d'ondes correspondantes.

3. *Résultats.* — Les propriétés optiques des couches d'*or*, déposées au feu, sont bien constantes: elles ne s'altèrent pas avec le temps, le contact de diverses vapeurs est sans influence. Les nombres trouvés pour A et H ne se rapportent pas à de l'or pur; les liquides habituellement employés renferment du bismuth. On peut supprimer ce bismuth; les nombres trouvés, qui sont alors un peu plus élevés, concordent avec les travaux antérieurs; ils indiquent une dispersion normale.

Les miroirs de platine sont bien plus difficiles à obtenir; l'auteur estime que ses résultats sur cette matière ne sont pas définitifs. La dispersion paraît anomale. Les miroirs, formés d'or et de platine mélangés, donnent des valeurs de H qui croissent avec la proportion d'or dans le mélange.

Le même dispositif expérimental a servi à M. Breithaupt à étudier des miroirs préparés et polis par les procédés ordinaires. Dans le cas de l'*acier*, et de l'*acier* à 37 0/0 *de nickel* (Guillaume), la disper-

---

(1) M. Breithaupt n'utilise pas, pour ce qui concerne la dispersion de double réfraction du quartz, les données récentes, celles, par exemple, de M. Macé de Lépinay, mais les résultats de Rüdberg.

sion est anomale. Dans le cas du laiton, les valeurs trouvées pour A et H décroissent avec le temps, indiquant une altération de la surface du miroir. La dispersion est normale.

A. Cotton.

E. KETTELER. — Das Pendel in Luft als Wellenerreger und als Resonator (Le pendule dans l'air comme excitateur d'ondes sonores et comme résonateur). — P. 74-91.

Un pendule oscille à l'extrémité d'un tuyau cylindrique plein d'air; ses oscillations se communiquent à l'air du tuyau. Inversement, si l'air est animé de mouvements longitudinaux périodiques, il peut mettre le pendule en vibration. L'étude complète de ce problème de mécanique est intéressante.

Si le pendule est *excitateur*, il n'y a aucune différence de phase entre son mouvement et celui de l'air immédiatement au contact. S'il est, au contraire, *résonateur*, la différence de phase entre le pendule et l'air qui est au contact dépend, comme l'amplitude des vibrations, de la période de la vibration; il y a à considérer dans ce cas la période de la vibration propre du pendule et celle de la vibration forcée qu'on lui communique. L'auteur étudie la réflexion d'ondes sonores sur le résonateur, la production d'ondes stationnaires, etc.

B. B.

A. SCHULTZE. — Bestimmung der Schwingungszahlen Appun'scher Pfeifen für höchste Töne auf optischem und akustischem Wege (Détermination de la hauteur des sifflets d'Appun par des procédés optiques et acoustiques). — P. 99-104.

C. STUMPF. — Ueber die Bestimmung hoher Schwingungszahlen durch Differenztöne (Sur la détermination de la hauteur de sons très aigus par les sons de différence). — P. 105-116.

On s'est déjà beaucoup occupé, dans les *Wiedemann's Annalen* des trois dernières années, des sifflets construits par Appun pour donner des sons très aigus. Un d'entre eux donne-t-il, par exemple, 57.000 vibrations, comme le dit Appun, ou 10.000 seulement, comme le disaient Stumpf et Meyer?

Les deux mémoires dont il s'agit aujourd'hui vont sans doute clore définitivement le débat, en donnant raison à Stumpf et Meyer.

La discussion s'était rouverte à la suite d'un travail d'Appun, qui avait cru vérifier ses nombres par une méthode optique. M. Schultze, reprenant et perfectionnant quelque peu cette méthode, trouve, avec les mêmes instruments, des nombres concordant avec ceux que donnent deux autres méthodes *objectives*, et avec l'observation à l'oreille des sons de différence, faite par Stumpf.

Ce dernier défend ce procédé contre les critiques d'Appun (qui prétendait que l'on pouvait confondre plusieurs sons de différence simultanés), et maintient que cette méthode *subjective* peut donner des résultats très sûrs.

A. Cotton.

J. STARK. — Ueber Pseudofällung und Flockenbildung (Sur la pseudochute et la formation de flocons). — P. 117.

Prenons de l'eau dans laquelle sont en suspension de très fines substances solides et ajoutons-y une dissolution aqueuse d'une substance chimique; nous constatons que les particules suspendues tombent sur le fond du vase plus rapidement qu'elles ne le font avant cette opération et qu'en même temps elles se rassemblent plus ou moins en flocons. L'une des dissolutions qui produit le mieux le phénomène est la dissolution de chlorure de zinc. M. Stark donne à ce phénomène le nom de « Pseudochute ».

L'auteur indique les savants qui se sont occupés de ce genre de précipitations; rien de bien net ne ressort de leurs expériences. Il en est de même des recherches énoncées par M. Stark.

L. Marchis.

E. KETTELER. — Notiz betreffend magneto-optische Erscheinungen (Note au sujet des phénomènes magnéto-optiques). — P. 125-128.

M. Ketteler montre que les résultats de MM. Macaluso et Corbino, et de M. H. Becquerel peuvent être retrouvés en partant des équations qu'il avait établies en 1882 pour les corps doués du pouvoir rotatoire magnétique. Les calculs conduisent à des résultats très analogues à ceux de M. Voigt.

A. C.

G. MIE. — Ueber mögliche Aetherbewegungen (Sur des mouvements possibles dans l'éther). — P. 129-134.

L'application aux mouvements de l'éther des équations de Lagrange-Tuler et la comparaison avec les résultats de Poynting conduisent M. Mie à la conclusion que l'éther doit avoir une certaine inertie. Il indique même une valeur *inférieure* de sa masse spécifique, qui serait au moins 10^{-10}.

Il déduit cette valeur du résultat négatif d'une expérience d'interférence : Deux rayons reçus dans un réfractomètre interférentiel passent entre les armatures de deux condensateurs placés eux-mêmes entre les pièces polaires d'un électro-aimant. Les lignes de force du champ magnétique (10.000 C. G. S.) et des champs électrostatiques (intensité $6.000.10^8$ unités électro-magnétiques) sont perpendiculaires entre elles et à la direction des rayons.

A. C.

W. VOIGT. — Nochmals die gebrochene Welle bei der sogennanten totalem Reflexion (Encore l'onde réfractée dans la prétendue réflexion totale). — P. 135-136.

Répondant aux critiques de Ketteler [1], M. Voigt maintient la réalité d'un *rayon* réfracté rasant dans la réflexion totale. Il y a, dit-il, par la combinaison des ondes incidente et réfléchie, *flux d'énergie parallèle à la surface réfléchissante ;* et un rayon n'est autre chose que la direction du flux d'énergie [2].

B. B.

---

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 454.

(2) Il n'y en a pas moins là un paradoxe qui mérite l'attention. Dans le cas où un faisceau parallèle limité tombe sur une surface plane réfléchissante oblique, il se réfléchit. Le faisceau incident et le faisceau réfléchi donnent lieu, dans la région où ils se superposent, à un système d'ondes stationnaires parallèle à la surface réfléchissante. Si les deux faisceaux sont égaux en intensité, il est aisé de voir qu'à travers un plan nodal ne passe aucune quantité d'énergie. La couche mince comprise entre deux plans nodaux est le siège d'un flux d'énergie parallèle à la couche elle-même (il suffit d'appliquer à ce cas le théorème de Poynting). Peut-on dire que, suivant ces couches, on ait des *rayons* lumineux parallèles à la surface ?

WALTER HEMPEL. — Vergleichende Bestimmung der Wärmeisolation verschiedener Einrichtungen (Etude comparative de l'isolement calorifique de divers dispositifs). — P. 137.

L'auteur retrouve la conclusion déjà donnée par Dewar que le meilleur moyen d'empêcher un tube contenant un gaz liquéfié de se réchauffer est de l'entourer d'une enceinte où on a fait le vide.

L. Marchis.

H. WANNER. — Notiz über die Verbreiterung der D. Linien (Note sur l'élargissement des raies D). — P. 143-144.

Imaginons avec Paschen que l'on place près du centre d'une sphère, dont les parois intérieures sont parfaitement réfléchissantes, un corps *incandescent* de petites dimensions, et étudions le rayonnement de cette enceinte en pratiquant dans la paroi une ouverture très petite. Ce rayonnement sera, d'après Paschen, celui d'un corps « noir » ayant la température du corps incandescent, comme si les parois elles-mêmes de l'enceinte avaient la température de la source [1].

M. Wanner prend deux calottes hémisphériques argentées intérieurement, les rapproche l'une de l'autre, de façon à constituer une sphère. Autour du centre de cette sphère se trouve une *flamme de Bunsen* colorée par une perle de sel marin (supportée par un fil fin de platine). Une des deux calottes étant percée d'un trou, on peut étudier les rayons qui, partant de la source, ont subi un certain nombre de réflexions successives et ont traversé plusieurs fois la flamme.

Les conditions assignées par Paschen au corps incandescent ne sont pas remplies ; il ne faut donc pas s'étonner que l'on n'obtienne pas le spectre d'un corps « noir ». Mais M. Wanner constate que non seulement les deux raies D, observées avec un réseau de Rowland, deviennent plus intenses, mais qu'elles s'élargissent beaucoup, en même temps qu'on voit un fond formé par un spectre continu. On peut suivre ce spectre, dont l'intensité décroît progressivement, à partir des raies, jusque dans le rouge et dans le vert [2]. Un écran,

---

(1) Voir Paschen, *Wied. Ann.*, 60, p. 720 ; 1897.

(2) On aperçoit alors dans le vert, dans le premier spectre du réseau, le doublet vert du sodium.

placé entre la flamme et un des miroirs le fait disparaître et ramène les raies D à leur aspect primitif de lignes assez étroites.

D'après M. Wanner, ce résultat était « inattendu ». C'est qu'il n'avait pas connaissance du travail de M. Gouy : *Recherches photométriques sur les flammes colorées* (1).

M. Gouy avait étudié le spectre continu qui accompagne normalement les raies D ; il avait montré qu'on élargissait les raies en employant plusieurs flammes successives, ou en plaçant derrière la flamme un miroir. L'expérience très simple de M. Wanner vient donc seulement à l'appui de ces résultats antérieurs.

A. Cotton.

T. LXVIII, n° 6 ; 1899.

Otto WIENER. — Eine Beobachtung von Streifen beim Entwickeln belichteter Daguerre'scher Platten mit keilförmiger Jodsilberschicht (Observations de franges dans le développement d'une plaque daguerrienne exposée à la lumière avec une couche d'iodure d'argent en forme de coin). — P. 145-148.

Hermann SCHOLL. — Ueber Veränderungen von Jodsilber in Licht und den Daguerres'chen Process (Sur les modifications de l'iodure d'argent à la lumière et sur la méthode de Daguerre). — P. 149-182.

Dans son mémoire célèbre sur les ondes stationnaires, M. Wiener émettait l'idée que les ondes stationnaires devaient jouer un rôle dans la daguerréotypie. A l'appui de cette idée, il a fait, dès 1890, lorsqu'il était encore à Strasbourg, quelques essais préliminaires qu'il publie aujourd'hui, en même temps que son élève, M. Scholl, publie les résultats d'expériences plus complètes entreprises sous sa direction, à Giessen.

Une plaque daguerrienne est une plaque d'argent qui a subi une ioduration limitée. Daguerre lui-même a donné des instructions précises sur la façon de faire agir l'iode : il faut s'arrêter au moment où la surface de l'argent est couverte d'une couche d'une belle couleur jaune d'or. Si on pousse plus loin l'action de l'iode, la couleur jaune passe au violet, et la couche devient beaucoup moins sensible à la lumière ; si on ne va pas jusqu'au jaune d'or, on a également une sensibilité insuffisante.

« Ces données impliquent, dit M. Wiener, une sensibilité à la

(1) *Ann. Ch. et Ph.*, 5, t. XVIII, p. 37, 76 ; 1879.

lumière variant d'une façon périodique, quand on fait croître d'une manière continue l'épaisseur de la couche d'iodure d'argent. » Il fallait mettre en évidence cette périodicité.

Pour cela, on a constitué une couche d'iodure d'épaisseur croissant à partir de zéro, « en forme de coin », en faisant agir la vapeur d'iode quelques instants sur une plaque d'argent sur laquelle était posé un tube de verre ; sur la génératrice de contact, l'action est nulle, l'argent reste pur ; elle va en croissant à partir de là de chaque côté. Si on fait tomber sur une pareille plaque, le spectre de l'arc électrique (les raies du spectre étant normales aux lignes d'égale épaisseur), on obtient dans le bleu et le violet, parallèlement à ces lignes, trois bandes successives indiquant des maxima d'action de la vapeur de mercure, ces bandes étant séparées par des régions où l'action est faible ou nulle.

Où sont placés ces maxima de sensibilité ? Pour le décider, on a partagé une de ces couches d'iodure en deux moitiés, par une droite perpendiculaire à l'arête, c'est-à-dire aux lignes d'égale épaisseur. L'une des moitiés a été soumise à l'action de la lumière, et développée. L'autre moitié, restée intacte, est examinée en lumière réfléchie presque normale, de manière à donner les couleurs de lames minces ; on l'éclaire avec de la lumière bleue : on obtient des franges noires d'interférences, parallèles à l'arête du coin, et qui sont dans le prolongement des lignes venues au développement sur l'autre moitié de la plaque.

La première de ces franges noires, celle qui correspond à la moindre épaisseur, donne en lumière blanche une couleur complémentaire du bleu ; c'est la couleur jaune d'or, indicatrice de la sensibilité maxima.

Les maxima de sensibilité sont donc aux points où les deux ondes réfléchies aux surfaces supérieure et inférieure de la couche d'iodure ont des phases opposées : la réflexion de l'air sur l'iodure étant accompagnée d'un changement de signe, ce sont les points où l'onde incidente est, sur la surface extérieure de l'iodure, en accord de phase avec l'onde réfléchie sur la couche d'argent, c'est-à-dire les points où la surface extérieure de l'iodure se trouve à un ventre de vibration. (Il s'agit d'un ventre de vibration pour le vecteur de Fresnel, ou, comme le dit M. Wiener dans le langage électro-magnétique, pour la force électrique.)

Il restait à éclaircir les trois points suivants :

1° Prouver la coïncidence rigoureuse et non pas seulement approchée des maxima de sensibilité et des ventres de vibration du système d'ondes stationnaires produit par le faisceau incident et le faisceau réfléchi à la surface argent-iodure d'argent;

2° Décider si ce ne sont pas des interférences ordinaires d'ondes progressives, ayant leurs maxima aux mêmes points que les ondes stationnaires, qui seraient la cause de la sensibilité variable de la plaque;

3° Au cas où il y aurait bien une dépendance entre la sensibilité et la position des ventres des ondes stationnaires, montrer pourquoi c'est précisément l'intensité lumineuse à la surface supérieure de l'iodure d'argent qui détermine seule la sensibilité à la lumière de la plaque daguerrienne.

Ce sont ces trois points qui sont traités dans la thèse de M. Scholl. La troisième partie est particulièrement intéressante.

Il s'est posé la question : par quel procédé la perturbation se produit-elle dans la couche, et quelle est la substance qui subit la perturbation ?

On pourrait penser que de l'iode est mis en liberté là où la lumière agit; en effet, il suffit de recouvrir l'iodure d'une lame de verre ou d'une couche de collodion pour rendre la couche insensible à la lumière. La différence d'action entre une plaque iodurée nue et une plaque iodurée collodionnée persiste si l'on éclaire par derrière (la plaque daguerrienne étant alors une plaque de verre argentée, transparente), ce qui exclut l'objection qui attribuerait l'insensibilité à la traversée par la lumière de la couche de collodion.

Mais une plaque iodurée nue reste sensible dans une atmosphère de vapeur d'iode; elle devient insensible, au contraire, dans une atmosphère d'azote ou d'hydrogène pur. L'oxygène de l'air a donc, dans les conditions normales, un rôle essentiel, rôle qui peut être rempli par la vapeur d'iode ou par d'autres gaz. Cette action de l'oxygène est, d'après M. Scholl, une action *catalytique;* il n'y a pas formation persistante d'oxyde ni d'iodate d'argent; il y a probablement formation d'oxyde et mise en liberté d'iode, et ensuite reformation de l'iodure avec mise en liberté de l'oxygène. L'iodure qui a subi cette dissociation et cette recombinaison est réduit ensuite au développement. Il va sans dire que ceci ne prétend pas être une explication, mais les expériences variées de M. Scholl n'en apportent pas moins une contribution intéressante à l'étude des actions photochimiques.

Elles mettent en tous les cas hors de doute la proposition de M. Wiener, la relation de cause à effet entre les conditions de sensibilité des plaques daguerriennes et la formation des ondes stationnaires.

B. Brunhes.

K. MACK. — Experimentelle Untersuchung gewisser Strömungsgebilde in Flüssigkeiten (Etude expérimentale sur la forme de certains courants pouvant se former dans les liquides).

Si, par un tube vertical de section circulaire, on fait arriver avec une certaine vitesse de l'eau colorée dans de l'eau incolore, la première donne naissance à un courant qui affecte diverses formes selon les circonstances de l'expérience. L'auteur décrit avec soin toutes les formes qu'il a observées lorsqu'on fait varier la vitesse du jet d'eau colorée.

L. Marchis.

W. HILLERS. — Ueber den Einfluss des Gasdruckes auf elektrische Ströme, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden (Sur l'influence de la pression des gaz sur les courants électriques produits par les rayons Röntgen).

L'auteur a obtenu les résultats suivants :

1° L'humidité de l'air n'a aucune influence appréciable sur les courants électriques produits par les rayons Röntgen entre les métaux étudiés, aluminium et cuivre; elle n'a non plus aucune influence sur les variations qui peuvent se produire dans ces courants avec la pression des gaz;

2° Cette humidité ne modifie pas d'une manière appréciable la tension qui existe entre ces deux métaux;

3° Les variations de la tension et de l'intensité du courant ont pu être représentées en fonction de la pression des gaz par deux formules contenant deux constantes ; ces formules empiriques ne semblent s'appliquer que dans des limites assez restreintes;

4° Les conductibilités de l'air, de CO^2 et de H^2 sous la pression atmosphérique, sont entre elles comme les nombres

$$1 : 1,18 : 0,50;$$

5° L'auteur termine en donnant, comme valeur approximative du rapport entre le degré de dissociation de l'hydrogène et celui de

l'air, le nombre 0,29. Il ne semble pas que l'on puisse accorder une grande confiance à une telle estimation.

Pour l'acide carbonique, le rapport en question est sensiblement égal à 1. L. Marchis.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen ;

T. LXVIII ; n° 7 ; 1899.

R. Straubel. — *Sur les coefficients d'élasticité et le module d'élasticité du verre*, p. 369.

K.-T. Fischer. — *La plus petite épaisseur des pellicules liquides*, p. 414.

G. Wetztein. — *Sur les écarts à la loi de Poiseuille*, p. 441.

H. Wallbott. — *Le changement de phase de la lumière dans la réflexion sur le mercure*, p. 471.

H. Wallbott. — *Une démonstration optique de la composante normale à la paroi de la tension superficielle*, p. 496.

Ch. Bohr. — *Définition et méthode de détermination des coefficients d'entrée et de sortie dans la dissolution des gaz par les liquides. Valeurs de ces constantes, ainsi que des coefficients d'absorption pour l'acide carbonique en solution dans l'eau pure et dans l'eau salée*, p. 500.

A. Voller et B. Walter. — *Sur les phénomènes qui se passent dans l'interrupteur de Wehnelt*, p. 526.

G. Tammann. — *Sur les limites de l'état solide*, III, p. 553.

A. Wehnelt. — *Sur les rayons cathodiques*, p. 584.

Th. Sundorph. — *Sur la cause des changements de conductibilité d'une poudre métallique*, p. 594.

W. Voigt. — *Sur le changement de la forme de vibration de la lumière par son passage dans un milieu dispersif ou absorbant*, p. 598.

W. Voigt. — *Sur l'explication de l'élargissement et du renversement des raies spectrales dans certaines circonstances*, p. 604.

K. Schreber. — *La mesure des grandeurs électriques*, p. 607.

G. Jager. — *Sur la théorie cinétique des liquides*, p. 615.

J. Stark. — *Sur la coagulation des solutions colloïdales*, p. 618.

L. Fomm. — *Sur un nouveau phénomène que présentent les décharges électriques dans les gaz raréfiés*, p. 620.

E. Lecher. — *Quelques expériences avec l'interrupteur Wehnelt*, p. 623.

ERRATA.

Page 443, ligne 10 :
Au lieu de : conducteur, *lire :* condensateur.

Page 444, ligne 25 :
Au lieu de : ne plus refroidir, *lire :* ne plus se refroidir.

Page 444, ligne 28 :
Au lieu de : Application, *lire :* Applications.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

SEPTEMBRE 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

SEPTEMBRE 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — OCTOBRE 1899.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les seize derniers volumes, 1882-1898 se vendent séparément. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

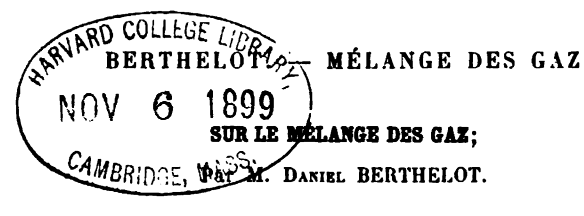
On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



SUR LE MÉLANGE DES GAZ;

Par M. Daniel BERTHELOT.

La plupart des traités énoncent la loi dite du mélange des gaz sous la forme que lui donne Dalton :

I. *La pression d'un mélange de gaz est égale à la somme des pressions que prendrait chaque gaz s'il occupait seul le volume total.*

En d'autres termes, un gaz introduit dans un espace déjà occupé par un autre gaz y prendrait la même tension que dans le vide.

Deux remarques fort simples suffisent à montrer l'inexactitude de l'énoncé de Dalton, tout au moins sous sa forme générale.

En premier lieu, toute loi générale sur les gaz doit s'appliquer également aux liquides : les propriétés des gaz sous de fortes pressions (densité, compressibilité, etc.) étant tout à fait comparables, comme l'a fait voir M. Amagat, à celle des liquides. Or il est clair que, pour introduire un gaz ou un liquide dans un récipient déjà occupé par un gaz comprimé ou un liquide, on aura à surmonter une tout autre résistance que si le récipient était vide.

Une seconde objection plus grave montre que la loi de Dalton est incompatible avec les propriétés des gaz réels. On sait que, sous des pressions voisines de la normale, tous les gaz, sauf l'hydrogène, sont plus compressibles que n'indique la loi de Mariotte. Il en résulte que, si l'on considérait un volume gazeux comme formé par le mélange de deux moitiés identiques à la même pression initiale, on devrait, d'après la loi de Dalton, observer une augmentation de pression, ce qui est absurde. Cette augmentation atteindrait $2^{mm},6$ de mercure, avec l'anhydride carbonique, $9^{mm},1$ avec l'anhydride sulfureux. Si l'on considérait ce même volume comme formé par le mélange de trois parties identiques, on aurait une augmentation de pression encore plus grande.

Quelques auteurs ont cherché à lever une contradiction analogue, qu'on trouve au début de la théorie de la dissociation de Gibbs, en admettant qu'une loi relative au mélange des gaz peut très bien ne pas s'appliquer à deux gaz identiques.

Dans le cas de la loi de Dalton, la question peut être tranchée expérimentalement. Il existe en effet deux gaz (protoxyde d'azote et anhydride carbonique), qui, bien que doués de propriétés chimiques différentes, possèdent un même poids moléculaire, une tempéra-

ture critique et une pression critique très voisines. Comme ces trois constantes indépendantes définissent entièrement la fonction $f(p, v, t)$ relative à un corps donné, il en résulte que les propriétés physiques de ces deux gaz doivent être presque identiques. Or l'expérience montre que ces deux gaz mis en communication donnent lieu à une augmentation de pression négligeable, comme le feraient deux gaz identiques, tandis que l'énoncé de Dalton exigerait une augmentation de pression de $2^{mm},6$ de mercure.

La loi de Dalton ne peut être vraie que si la loi de Mariotte l'est elle-même. *On doit donc la considérer simplement comme une loi limite applicable aux gaz très raréfiés.*

Aussi ne saurait-on être étonné que les physiciens qui ont étudié avec précision les propriétés des gaz réels sous de moyennes et fortes pressions aient reconnu l'inexactitude de l'énoncé de Dalton.

« Dans l'air atmosphérique, dit M. Amagat (1), l'oxygène et l'azote semblent se comprimer séparément, comme s'ils étaient seuls, non pas à la pression qu'ils ont dans le mélange, mais à celle du mélange même. »

Dans le même ordre d'idées, M. Sarrau (2) substitue l'énoncé suivant à celui de Dalton :

II. *Le volume spécifique* (volume de l'unité de poids sous la pression suivante) *d'un mélange de gaz est égal à la moyenne composée des volumes spécifiques des gaz mélangés.*

Les mesures exécutées par M. Leduc sur les densités de l'air et de ses constituants l'ont amené à des énoncés analogues.

L'énoncé II ne donne lieu à aucune des deux objections signalées plus haut contre la loi de Dalton. Il n'est pas en contradiction avec les propriétés des gaz réels et s'applique d'une manière approchée aux liquides.

En fait, M. Amagat (3) a montré qu'il se vérifie avec une précision de l'ordre du millième pour l'air considéré comme un mélange d'azote et d'oxygène, aussi bien sous des pressions de 2.000 et 3.000 atmosphères que sous la pression normale.

Mais en est-il ainsi dans tous les cas? s'agit-il ici d'une loi rigoureuse ou seulement d'une loi approchée? Pour les liquides, on sait depuis longtemps que l'énoncé II n'est qu'approché. Il en est de

---

(1) *Ann. Chim. Phys.*, 5e série, t. XIX, p. 384; 1880.
(2) *Introduction à la théorie des explosifs*, p. 25; 1893.
(3) *Comptes Rendus*, 11 juillet 1898.

même pour les gaz. L'expérience (1) montre que le mélange de deux gaz est accompagné d'une augmentation de pression Δp d'autant plus grande que les températures critiques des deux gaz sont plus différentes. Cette pression atteint 4 millimètres de mercure pour le mélange d'hydrogène et d'anhydride sulfureux sous la pression atmosphérique à 0°.

Ce résultat prouve que le phénomène ne peut être représenté par une loi simple, telle que l'énoncé I ou l'énoncé II. Si l'on prend deux gaz sous une pression quelconque et si on les mélange, il n'est guère possible de prévoir directement les effets du mélange, ces gaz n'étant pas dans des états comparables.

Pour surmonter cette difficulté, j'ai émis l'idée (2) qu'il fallait imaginer une suite d'opérations telle que la diffusion se fit à l'état gazeux parfait. On suppose les deux gaz placés dans deux corps de pompe fermés par des pistons mobiles; on soulève ces pistons jusqu'à ce que la pression soit devenue infiniment faible. A ce moment, on les met en communication. Les gaz étant arrivés à l'état gazeux parfait, la pression du mélange se calcule indifféremment par l'énoncé I ou par l'énoncé II. La diffusion étant effectuée, on ramène les pistons à leur position primitive.

Le calcul de ce cycle exige que l'on connaisse non seulement la compressibilité des gaz séparés donnés mesurée par Regnault pour quelques gaz et plus récemment pour un grand nombre d'autres par MM. Leduc et Sacerdote (3) (ce sont les résultats de ces auteurs qui seront admis dans le présent mémoire), mais encore la compressibilité du mélange entre une pression très faible et la pression de l'expérience. Cette dernière donnée faisant entièrement défaut au moment de la publication de ma première note, j'ai entrepris, pour la déterminer dans quelques cas typiques, une série d'expériences en collaboration avec M. Sacerdote (4). Nous avons étudié trois mélanges différents.

1° *Mélange de* $CO^2 + SO^2$. — La mesure directe montre qu'à 16° le coefficient d'écart A_1^2 à la loi de Mariotte entre 1 et 2 atmosphères

(1) Braun, *Wiedemann's Annalen*, t. XXXIV, p. 948; — Leduc, *Comptes Rendus*, 17 janvier 1898; — P. Sacerdote, *Comptes Rendus*, 24 janvier 1898; *J. de Phys.*, voir ce volume, p. 319; — D. Berthelot et P. Sacerdote, *Comptes Rendus*, 27 mars 1899.

(2) *Comptes Rendus*, 13 juin 1898.

(3) *Comptes Rendus*, 2 août 1897; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 5 et 189; 1898.

(4) *Comptes Rendus*, 27 mai 1899.

(les pressions étant exprimées en centimètres de mercure) est égal à 143×10^{-6}. Les expériences de diffusion étant faites à 0°, il faut ramener la valeur de A_2^1 à 0°, au moyen d'un coefficient de température convenable. On déduit des formules de M. Leduc que le coefficient moyen entre 16° et 0° est égal à 0,0163 pour SO^2, à 0,0154 pour CO^2. On peut donc admettre très sensiblement, pour $SO^2 + CO^2$, $\frac{1}{A_{16}}\left(\frac{\delta A}{\delta t}\right)_0^{16} = 0{,}0158$; ce qui donne à 0°, $A_2^1 = 179 \times 10^{-6}$. Pour faire le calcul, il nous faut connaître non pas le coefficient A_2^1 entre 1 et 2 atmosphères, mais le coefficient A_0^1 entre 1 et 0 atmosphère. Ce dernier est plus faible de quelques unités. On trouvera plus loin un calcul théorique fondé sur la formule de Van der Waals, qui permet de retrouver avec une remarquable exactitude la valeur de A_2^1. On peut donc l'employer avec confiance pour calculer la correction très faible nécessaire pour passer de A_2^1 à A_0^1 ; on trouve que la différence est de 5 unités. Nous aurons donc en définitive à 0°, pour le mélange $CO^2 + SO^2$, $A_0^1 = 174 \times 10^{-6}$. D'autre part, les coefficients analogues A_0^1 à 0° ont les valeurs 310×10^{-6} pour SO^2 et 88×10^{-6} pour CO^2. En employant ces coefficients pour le calcul du cycle décrit précédemment, on trouve que l'augmentation de pression Δp, lors du mélange des gaz $CO^2 + SO^2$ à 0° et 760 millimètres, est égale à $1^{mm},5$. L'expérience directe donne le nombre voisin $1^{mm},4$.

2° *Mélange atmosphérique.* — Nous avons trouvé pour l'air à 16° : $A_2^1 = 5 \times 10^{-6}$; on en déduit à 0°, $A_2^1 = 7 \times 10^{-6}$. La valeur de A_0^1 pour les gaz permanents ne diffère pas d'une quantité appréciable de celle de A_2^1. D'autre part, les valeurs de A_0^1 à 0° sont égales à 5×10^{-6} pour l'azote, à 10×10^{-6} pour l'oxygène. On en déduit $\Delta p = 0^{mm},01$, quantité inférieure aux erreurs d'expérience, ce qui est d'accord avec les mesures très concordantes sur la densité de l'air et de ses éléments, faites par lord Rayleigh et M. Leduc.

3° *Mélange* $H + O$ — Nous avons trouvé pour A_2^1 à 16° la valeur -2×10^{-6}. Le coefficient de température pour l'hydrogène est de signe contraire à celui de l'oxygène, en sorte que, pour le mélange $H + O$, la variation de A_2^1 entre 16° et 0° est certainement inférieure aux erreurs d'expérience. D'autre part, les valeurs de A_2^1 à 0° sont égales à -8×10^{-6} pour H, à $+10 \times 10^{-6}$ pour O. On en déduit $\Delta p = 0^{mm},17$. L'expérience directe que j'ai exécutée avec M. Sacerdote donne la valeur voisine $0^{mm},20$.

Il résulte de là que l'emploi du cycle proposé est entièrement justifié par l'expérience et qu'il est possible de calculer l'augmentation de pression produite lors du mélange de deux gaz, si l'on connaît les compressibilités des gaz séparés et du mélange.

Peut-on aller plus loin, et, connaissant seulement les propriétés des gaz séparés, en déduire la compressibilité du mélange et, par suite, l'augmentation de pression Δp lors du mélange? Il semble que oui, si l'on admet que l'on a affaire à un phénomène purement physique.

Mais il est nécessaire de faire quelques suppositions sur le mécanisme même du phénomène. J'admettrai, avec la plupart des physiciens, que les écarts que présente un gaz par rapport à la formule des gaz parfaits sont dus à deux causes : l'attraction réciproque des molécules et leur volume; et que la formule des gaz réels est du type proposé par Hirn :

$$(p + P)(v - b) = RT,$$

c'est-à-dire qu'à la pression externe p il faut ajouter la pression interne P due à l'attraction des molécules, et que du volume apparent du gaz v il faut retrancher le volume b des molécules.

La plus simple des formules de ce type est celle de Van der Waals, qui suppose $P = \frac{a}{v^2}$, a étant une constante qui représente l'attraction réciproque de 2 molécules; $b = C^{te}$. Son principal avantage, au point de vue théorique, c'est qu'elle définit le réseau de chaque corps par trois constantes indépendantes, ce qui est la condition nécessaire et suffisante pour qu'il obéisse à la loi des états correspondants (quand on prend pour variables réduites les rapports de p, v, t à leurs valeurs critiques), loi qui est certainement plus exacte qu'aucune des diverses formules proposées jusqu'ici pour la fonction $f(p, v, t)$.

Si nous employons cette formule pour le calcul du cycle décrit antérieurement, nous obtiendrons les variations de pression des gaz séparés pendant la détente par les formules :

$$(1) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT,$$

$$(2) \qquad \left(p + \frac{a'}{v^2}\right)(v - b') = RT.$$

On suppose ici que l'on comprime une masse de chaque gaz égale à 1 molécule.

La constante R a la valeur commune $\frac{1}{273}$ pour tous les gaz, si l'on prend pour unité de volume le volume occupé par 1 molécule d'un gaz parfait à 0° et sous la pression atmosphérique normale.

Les variations de pression du mélange pendant la compression se calculent par la formule analogue :

$$\left(p + \frac{A}{v^2}\right)(v - B) = RT, \tag{3}$$

R ayant toujours la valeur $\frac{1}{273}$, si l'on prend une masse de mélange égale à 1 molécule.

Soit donc un mélange de x molécules du premier gaz avec $1 - x$ du second ; comment calculerons-nous A et B ? Le covolume B sera égal à la moyenne composée des covolumes b et b' des constituants :

$$B = bx + b'(1 - x). \tag{4}$$

Quant à l'attraction spécifique moléculaire A, elle comprendra trois termes : le premier (ax^2), relatif à l'attraction réciproque de 2 molécules du premier gaz ; le second $a'(1 - x)^2$, relatif à l'attraction de 2 molécules du second gaz ; le dernier $2x(1 - x)a''$, dans lequel a'' représente l'attraction d'une molécule du premier gaz sur une molécule du second. Il est possible que a'' ne s'exprime pas exactement en fonction de a et de a'. Dans ce cas, la connaissance des propriétés des gaz séparés ne suffirait pas pour calculer celles du mélange. Cependant ce fait cité plus haut que les molécules des gaz CO^2 et Az^2O, qui ont des propriétés physiques peu différentes, se comportent dans un mélange comme les molécules d'un même gaz, nous engage à rejeter cette idée.

Si l'on admet que l'on puisse appliquer ici la règle des masses, on aura $a'' = \sqrt{aa'}$. Cette hypothèse est la plus simple de celles qu'on puisse faire ; et les calculs que l'on trouvera plus loin montrent qu'elle est vérifiée d'une manière satisfaisante par l'expérience. On aura donc :

$$A = ax^2 + 2\sqrt{aa'}\, x(1 - x) + a'(1 - x)^2.$$

Ces formules résolvent la question. Toutefois la vérification numérique ne peut évidemment être essayée que dans les limites assez restreintes où l'équation de Van der Waals est vérifiée pour un gaz isolé. Il est impossible, en effet, de représenter l'ensemble d'un isotherme en regardant a et b comme constants. C'est ainsi qu'en employant les valeurs de a et b déduites des coordonnées du point critique, pour calculer les divers points de l'isotherme critique ou des isothermes voisins, j'ai pu constater, sur un grand nombre de corps, que l'isotherme de Van der Waals suit assez fidèlement l'isotherme expérimental, pour des pressions supérieures à la pression critique, tandis que, pour des pressions décroissant de la pression critique à la pression atmosphérique, il s'en écarte de plus en plus, en sorte qu'au voisinage de 1 atmosphère le volume calculé est inférieur de 30 0/0 au volume réel.

Aussi n'ai-je considéré, dans mes communications antérieures, que des intervalles de pression assez faibles pour qu'on puisse regarder a et b comme constants, et j'ai indiqué comment on pouvait fixer les valeurs approchées de a et b au voisinage de la pression atmosphérique (¹).

Je reproduis ici le tableau des constantes a et b de divers gaz dans ces conditions et des volumes v_m occupés par une molécule de chaque gaz à 0° et 1 atmosphère, le volume occupé par 1 molécule de gaz parfait étant égal à 1 ; et les pressions sont exprimées en atmosphères.

	H	Az	O	CO^2	Az^2O	SO^2
a	0,00050	0,00105	0,00159	0,00913	0,01024	0,02840
b	0,00114	0,00067	0,00083	0,00243	0,00268	0,00535
v_m	1,00064	0,99962	0,99924	0,99326	0,99239	0,97642

Ces données permettent de calculer, au moyen des formules (4) et (5), l'équation de compressibilité (3) d'un mélange de gaz, et, par suite, le coefficient d'écart A_2^1 à la loi de Mariotte à 0° ; on le ramène à 16° au moyen des coefficients de température donnés plus haut. Voici la comparaison de ces coefficients avec ceux que nous avons observés, M. Sacerdote et moi :

	$CO^2 + SO^2$	$4Az + O$	$H + O$
A_2^1 observé	143×10^{-6}	5×10^{-6}	-2×10^{-6}
A_2^1 calculé	149×10^{-6}	5×10^{-6}	0×10^{-6}

(¹) *Comptes Rendus*, mai et juin 1898 ; — *J. de Phys.*, voir ce volume, p. 263.

L'accord est bon. Si l'on calcule A_2^1 par la règle des mélanges, on trouverait pour $CO^2 + SO^2$ la valeur 168×10^{-6}, qui est notablement supérieure à la valeur observée.

Une autre vérification intéressante est la suivante : Parmi les mélanges en diverses proportions de l'hydrogène avec un gaz plus compressible que n'indique la loi de Mariotte, il doit en exister un qui suive cette loi sous de faibles pressions. Pour H^2 et CO^2, le calcul indique que ce mélange aurait la composition :

$$0^{mol},79H^2 + 0^{mol},21CO^2$$

Pour un tel mélange, en effet, les valeurs de A et de B sont sensiblement égales, car :

$$A = \overline{0,21}^2 \times 0,00913 + 2 \times 0,21 \times 0,79 \times 0,002134 + \overline{0,79}^2 \times 0,0005 = 0,00142$$
$$B = 0,79 \times 0,00114 + 0,21 \times 0,00243 = 0,00142.$$

Or M. Van der Waals, en discutant les expériences de M. Verschaffelt sur les isothermes à 18° des mélanges d'hydrogène et d'anhydride carbonique (*Comptes Rendus de l'Académie d'Amsterdam*, mars 1899), en a conclu que le mélange qui suit la loi de Mariotte sous de faibles pressions a sensiblement la composition $0,8H^2 + 0,2CO^2$, ce qui s'accorde bien avec mon calcul. Je remarquerai que, si l'on cherchait à obtenir les écarts A_0^1 par la règle des mélanges, sachant que la valeur de A_0^1 est + 0,000674 pour CO^2 et — 0,00064 pour H^2, on trouverait que le mélange pour lequel cet écart s'annulerait aurait la composition $0,91H^2 + 0,09CO^2$, notablement différente de celle que donne l'expérience. Ces exemples montrent que les phénomènes offerts par les mélanges ne peuvent pas se calculer par une règle simple, mais exigent que l'on tienne compte de deux facteurs physiques différents, dont l'un, le covolume, s'obtient par une règle de moyenne arithmétique, et dont l'autre, l'attraction spécifique moléculaire, s'obtient par une règle de moyenne géométrique composée.

Une troisième vérification est celle qui porte sur les augmentations de pression Δp produites par le mélange de deux gaz. Toutes les expériences sont faites à 0°. M. Braun (*loc. cit.*) a trouvé sous la pression de 71 centimètres pour $SO^2 + H^2$, $\Delta p = 4^{mm},06$ et $3^{mm},88$, dans deux expériences successives ; pour $CO^2 + H^2$, $0^{mm},86$ et $1^{mm},05$; pour CO^2 + air, $0^{mm},35$; pour $Az^2 + H^2$, $0^{mm},21$; et pour H^2 + air, $0^{mm},0$. Les écarts observés pour ces trois derniers mélanges, dont

chacun n'a été l'objet que d'une seule mesure, sont à peine supérieurs aux mêmes observations de l'auteur, qui atteignent $0^{mm},1$ à $0^{mm},2$, comme on le voit par les nombres relatifs aux mélanges précédents. M. Sacerdote a trouvé (sous la pression 765 millimètres) pour $SO^2 + CO^2$, $\Delta p = 1^{mm},36$; et pour $CO^2 + Az^2O$ (sous 760 millimètres), $\Delta p = 0^{mm},8$, valeur assez faible pour pouvoir être attribuée aux erreurs d'expérience. Enfin j'ai observé, avec M. Sacerdote, pour $H^2 + O^2$, $\Delta p = 0^{mm},20$ (sous la pression 752 millimètres).

Voici le détail du calcul dans le cas général : Prenons deux ballons égaux remplis, à 0°, l'un d'anhydride sulfureux, l'autre d'hydrogène sous une pression de $710^{mm},6$, et mettons-les en communication; 1 volume de SO^2 sous la pression de $710^{mm},6$ ou $0^{atm},935$ ne correspond pas à 1 molécule, mais, comme on le calcule en faisant $p = 0,935$ dans l'équation de compressibilité, à $0^{mol},9560$; 1 volume de H^2 dans ces mêmes conditions correspond à $0^{mol},9346$. Par suite, la proportion des gaz du mélange sera :

$$x = 0^{mol},4943\ H^2 \qquad \text{et} \qquad 1 - x = 0^{mol},5057\ SO^2.$$

Les formules (4) et (5) donnent alors :

$$A = 0,00926 \qquad \text{et} \qquad B = 0,00327,$$

en sorte que l'équation de compressibilité du mélange à 0° est :

$$\left(p + \frac{0,00926}{v^2}\right)(v - 0,00327) = 1.$$

Puisque 1 volume SO^2 correspond (sous la pression 71 centimètres) à $0^{mol},9560$, 1 molécule SO^2 sous cette même pression occupe $1^{vol},0460$, et $0^{mol},5057$ occupe $0^{vol},5290$; de même, $0^{mol},4943 H^2$ occupe $0^{vol},5290$; le mélange occupe donc $2 \times 0^{vol},5290 = 1^{vol},0580$. Faisant dans l'équation de compressibilité du mélange $v = 1,0580$, il vient $p = 0^{atm},9399$. Comme on avait initialement $p = 0^{atm},9350$, il s'ensuit que $\Delta p = 0^{atm},0049 = 3^{mm},7$.

Si l'on suppose les mélanges faits non plus à volumes égaux, mais à molécules égales, et sous la pression 76 centimètres, le calcul se simplifie beaucoup. D'après le tableau donné plus haut, 1 molécule SO^2 occupe $0^{vol},97642$, 1 molécule H^2 occupe $1^{vol},00064$; 1 molécule du mélange occupe $\dfrac{0,97642 + 1,00064}{2} = 0^{vol},98853$. D'ailleurs,

$x = 0,5$, $1 - x = 0,5$, et les équations (4) et (5) donnent $A = 0,00911$, $B = 0,00324$, en sorte que l'on a pour le mélange :

$$\left(p + \frac{0,00911}{v^2}\right)(v - 0,00124) = 1.$$

Faisons dans cette équation $v = 0,98853$, il vient $p = 1^{atm},00560$. Comme on avait, au début, $p = 1$ atmosphère, il s'ensuit que $\Delta p = 0^{atm},0056 = 4^{mm},2$.

Le tableau suivant permet de comparer les valeurs observées aux valeurs ainsi calculées :

	$SO^2 + H^2$ (71cm)	$SO^2 + CO^2$ (76cm,5)	$CO^2 + H^2$ (71cm)	$CO^2 + Az^2O$ (79cm)
Δp observé :	$3^{mm},9$	$1^{mm},4$	$1^{mm},0$	$0^{mm},1$
Δp calculé :	$3^{mm},7$	$1^{mm},1$	$0^{mm},9$	$0^{mm},0$

	CO^2 + Air (71cm)	$H^2 + O^2$ (75cm)	$4Az + O$
Δp observé :	$0^{mm},35$	$0^{mm},2$	$0^{mm},0$
Δp calculé :	$0^{mm},6$	$0^{mm},05$	$0^{mm},0$

Les nombres calculés ne diffèrent pas, en général, de $0^{mm},2$, des nombres observés. Cet accord peut être regardé comme satisfaisant ; en effet, l'incertitude sur les Δp observés n'est guère moindre de $0^{mm},1$. Quant à l'incertitude sur les Δp calculés, en raison des erreurs d'expériences qui peuvent exister sur les coefficients de compressibilité et les températures critiques employées pour fixer les valeurs de a et b, elles peuvent s'élever à $0^{mm},2$.

La triple série de vérifications que l'on vient de voir justifie le mode de calcul qui a été adopté et montre qu'il permet d'obtenir, d'une manière très approchée, la densité d'un mélange gazeux d'après les densités de ses constituants.

DÉFORMATIONS ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES SOLIDES ISOTROPES

(*Suite*) [1];

Par M. P. SACERDOTE.

II

CAUSES DES DÉFORMATIONS ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES.

Nous diviserons cette recherche en deux parties :

1° Déformations correspondant aux formules, abstraction faite des termes en (k_1, k_2, k);

2° Déformations correspondant aux termes en (k_1, k_2, k).

I. — *Abstraction faite des coefficients* (k_1, k_2, k).

Les déformations électriques correspondant aux termes où n'entrent pas les coefficients (k_1, k_2, k) *ne sont que les déformations élastiques dues aux forces qui s'exercent sur un diélectrique non électrisé placé dans un champ électrique, forces mises en évidence par les expériences de M. Pellat* [2] *et qui deviennent les pressions électrosta-*

---

(1) Voir ce volume, p. 457.

(2) Rappelons que M. Pellat a montré (*Annales de Physique et Chimie*, 7e série, t. IV, 1895) que : si une lame diélectrique suspendue au fléau d'une balance à l'une de ses extrémités BD (*fig.* 1) entre les armatures d'un condensateur, au moment

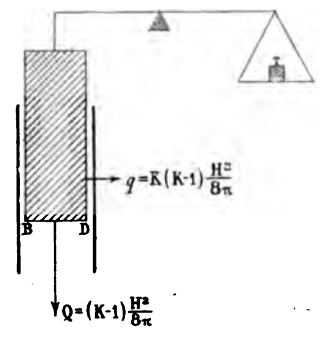


Fig. 1.

de la charge, le fléau s'incline du côté de la lame et, pour le ramener à sa position primitive, il faut mettre dans le plateau des poids égaux à $(K-1)\frac{H^2}{8\pi} \times$ surf. BD ; il a montré que chaque élément de surface perpendiculaire aux lignes de force est, en outre, soumis à une traction

$$q = K(K-1)\frac{H^2}{8\pi} \quad (fig.\ 1).$$

tiques pour les portions de surface où le diélectrique est au contact des armatures.

C'est ce que nous allons nous borner à vérifier dans quelques cas simples.

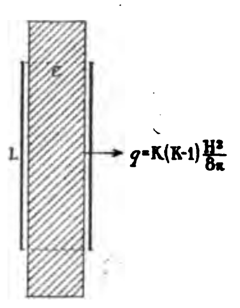


Fig. 2.

1) *Lame diélectrique plane non au contact des armatures et qui déborde celle-ci.* — Les forces agissantes $q = K(K-1)\frac{H^2}{8\pi}$ (*fig.* 2) produiront une déformation élastique :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\Delta L}{L} &= -a\sigma q = -a\sigma K(K-1)\frac{H^2}{8\pi}, \\ \frac{\Delta e}{e} &= aq = aK(K-1)\frac{H^2}{8\pi}, \end{aligned} \right.$$

formules qui s'accordent bien avec celles des déformations électriques vues précédemment.

2) *Lame diélectrique plane séparée des armatures par un intervalle d'air infiniment petit et comprise entre elles* [1]. — Les forces agis-

[1] Je tiens à indiquer, à propos de ce cas, une relation qui, je crois, n'avait pas encore été signalée.

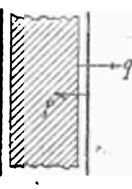


Fig. 5.

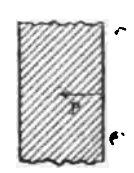


Fig. 6.

Lorsque le diélectrique n'est pas au contact des armatures, il est soumis à des tractions parallèles aux lignes de force $q = K(K-1)\frac{H^2}{8\pi}$, H désignant l'intensité du

santes Q, q (*fig.* 3), produiront une déformation élastique :

$$\left\{\begin{aligned} \frac{\Delta L}{L} &= -a\sigma q + a(1-\sigma)Q = [-a\sigma K(K-1) + a(1-\sigma)(K-1)]\frac{H^2}{8\pi}, \\ \frac{\Delta e}{e} &= +aq - 2a\sigma Q = [aK(K-1) - 2a\sigma(K-1)]\frac{H^2}{8\pi}; \end{aligned}\right.$$

ce sont bien là les premiers termes des formules des déformations électriques relatives à ce cas.

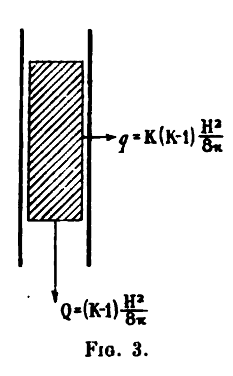


Fig. 3.

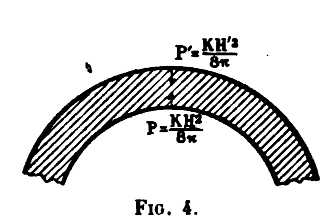


Fig. 4.

3) *Lame diélectrique sphérique infiniment mince à armature adhérente* (*fig.* 4). — Les pressions électrostatiques

$$P = \frac{KH^2}{8\pi}, \qquad P' = \frac{KH'^2}{8\pi},$$

produiront une déformation (¹) :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= -a(1-2\sigma)P - a\frac{1-\sigma}{2}\frac{R}{e}(P'-P), \\ \frac{\Delta e}{e} &= -a(1-2\sigma)P + a\sigma\frac{R}{e}(P'-P), \end{aligned}$$

---

champ dans le diélectrique ; en outre, la pression électrostatique p, qui agit alors sur l'armature, est $p = \frac{K^2H^2}{8\pi}$ (*fig.* 5), puisque $p = \frac{H'^2}{8\pi}$ et que $H' = KH$ (H' désignant l'intensité du champ dans l'intervalle d'air). D'autre part, lorsqu'il y a contact entre armature et diélectrique, celui-ci est soumis à une pression électrostatique $P = \frac{KH^2}{8\pi}$ (*fig.* 6) ; il est facile de s'assurer que $P = p - q$, ce qui s'énonce : *La pression électrostatique, lorsqu'il y a contact entre armature et diélectrique, est la différence entre la pression électrotastique p qui s'exercerait sur l'armature et la traction q qui agirait sur le diélectrique si ce contact n'existait pas*, c'est-à-dire s'il y avait une couche d'air entre les armatures et le diélectrique.

(¹) Voir Sacerdote, *Sur les déformations élastiques des vases minces* (*J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 516 ; 1898).

ou, en remarquant que :

$$H' = H\left(1 - \frac{2e}{R}\right); \qquad \text{d'où}: \quad P' = P\left(1 - \frac{4e}{R}\right),$$

$$\frac{\Delta R}{R} = a\,\frac{KH^2}{8\pi}, \qquad \frac{\Delta e}{e} = -\,a(1 + 2\sigma)\,\frac{KH^2}{8\pi};$$

on reconnaît bien là les formules (I), (II), des déformations électriques.

II. — *Déformations correspondant aux termes en* (k_1, k_2, k).

Dans les formules des déformations électriques, les termes indépendants des coefficients (k_1, k_2, k) sont essentiellement variables, selon que le diélectrique est au contact ou non avec les armatures, les déborde ou est compris entre elles, conditions qui sont celles qui font varier les forces extérieures que nous savons agir sur le diélectrique et auxquelles on doit attribuer ces déformations.

Au contraire, les autres termes (en k_1, k_2, k*) sont toujours les mêmes, quelles que soient ces conditions; ils ne dépendent absolument que du diélectrique et de l'intensité du champ qui y est créé; en outre, les forces extérieures connues qui agissent sur la matière diélectrique ne les font pas prévoir.*

Il semble donc tout naturel de chercher leur explication dans une modification de l'état moléculaire de la matière diélectrique.

Nous admettrons donc que :

La modification de l'éther, qui constitue la production du champ électrique, est accompagnée d'une modification de l'état moléculaire de la matière superposée à l'éther, en vertu de laquelle l'élément de volume matériel, situé en un point où l'intensité du champ est H, *tend à se contracter de* $\left(-\,k_2\,\frac{H^2}{8\pi}\right)$ *dans la direction du champ et à se dilater de* $\left(k_1\,\frac{H^2}{8\pi}\right)$ *dans les directions perpendiculaires* (1).

---

(1) A rapprocher de cela que : *lorsqu'on expose un corps à un rayonnement calorifique, le mouvement vibratoire de l'éther produit un changement dans l'état moléculaire du corps* (qui constitue l'élévation de température) *et en vertu duquel chaque élément de volume tend à se dilater également dans toutes les directions.*

Note sur la contraction électrique des gaz.

Soit un récipient (*fig.* 7) contenant un gaz de volume U sous la pression p ; dans ce récipient, imaginons un condensateur dont ce gaz soit le diélectrique. Si nous maintenons la température constante, l'état du gaz sera fonction de deux variables, la pression p et la différence de potentiel V entre les armatures du condensateur; un raisonnement tout à fait analogue à celui vu pour le diélectrique solide nous

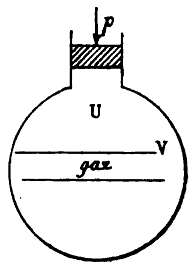


Fig. 7.

amènerait à la formule: $\frac{\partial U}{\partial V} = -\frac{\partial C}{\partial p}$, C désignant la capacité électrique du condensateur ou $\Delta U = -\frac{CV^2}{2}\left(\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p}\right)$; mais ici $\frac{1}{C}\frac{\partial C}{\partial p} = \frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial p}$, puisque les dimensions du condensateur peuvent être supposées invariables. Posons $\frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial p} = k$, *$k$ sera le coefficient de variation de la constante diélectrique du gaz, par la pression ;* $\Delta U = -k\frac{CV^2}{2}$, ou, si on désigne par u le volume du gaz compris entre les armatures : (α) $\frac{\Delta U}{u} = (-k)\frac{KH^2}{8\pi}$ (1).

Comme des expériences ont montré que les constantes diélectriques des gaz augmentent avec la pression $k > 0$, donc $\Delta U < 0$, c'est-à-dire il y a contraction électrique des gaz.

Mais j'arrive au point sur lequel je veux insister :

Si nous comparons cette formule (α) à celle vue pour les déformations électriques des solides (2), nous apercevons une différence essentielle : *les termes correspondant aux coefficients élastiques manquent complètement;* par conséquent :

Tandis que les déformations électriques des solides sont dues, comme nous l'avons dit :

1° Aux forces électriques agissant sur le diélectrique solide ;

2° Au changement d'état moléculaire de ce diélectrique, dû à la création du champ ;

Pour le gaz, au contraire, la contraction électrique est simplement due au changement d'état moléculaire corrélatif de la perturbation de l'éther en laquelle consiste la création du champ électrique.

---

(1) Ce raisonnement est à peu près la reproduction de celui fait par M. Lippmann (*Annales de Physique et Chimie*, 5e série, t. XXIV, p. 159 ; 1881).

(2) Le signe de k est changé parce qu'ici k désigne le coefficient de variation de la constante diélectrique par *pression*, au lieu de *traction*.

III

REVUE ET DISCUSSION DES THÉORIES PRÉCÉDEMMENT FAITES.

J'abrégerai beaucoup cette troisième partie, ainsi que la suivante : pour plus de détails, je renvoie au mémoire complet. A part deux notes de M. Moutier (1), les travaux théoriques concernant ces phénomènes peuvent être classés en deux catégories :

Première catégorie. — *En étendant aux diélectriques la théorie de Poisson sur le magnétisme induit*, on calcule les forces dont ces diélectriques doivent être le siège dans les idées de Maxwell, puis on détermine les déformations élastiques qu'ils doivent subir sous l'action de ces forces ; telle est la marche suivie par Korteweg (déformation électrique de la sphère infiniment mince), par Kirchhoff (déformation de la sphère d'épaisseur quelconque), et par Lorberg [2] (variation de capacité du conducteur sphérique, ainsi que la variation de capacité et de longueur du condensateur cylindrique) ; les résultats ainsi obtenus sont, en général, exacts, sauf cependant la formule de Lorberg pour le condensateur cylindrique ; mais les calculs préliminaires des forces sont laborieux ; l'application de ces forces à l'étude des déformations est délicate (comme le montre l'erreur commise par Lorberg), et enfin et surtout *la base même de ces théories est incertaine*.

Deuxième catégorie. — C'est justement pour se mettre à l'abri des critiques dont peuvent être l'objet les théories précédentes, fondées sur l'hypothèse de la polarisation des diélectriques et le calcul des forces agissant au sein de ces diélectriques, que des *essais de théorie thermodynamique* de ces phénomènes avaient été tentés par divers physiciens ; le plus important est dû à M. Duhem qui, en se basant sur sa théorie du potentiel thermodynamique, avait traité le cas de la variation de volume de la matière diélectrique d'une lame quelconque et de la déformation du condensateur cylindrique infiniment mince ; les résultats qu'il obtenait contredisaient en partie ceux des théories allemandes ; je montre ailleurs (3) que ces con-

(1) Dans lesquelles il calcule la variation du volume de la nature diélectrique au moyen du théorème de Clausius sur le mouvement stationnaire d'un système des points matériels.

(2) Voir la bibliographie à la suite du mémoire complet.

(3) Voir le mémoire.

tradictions sont dues à ce qu'au cours de sa démonstration il introduit implicitement cette *hypothèse que la déformation électrique est la même pour toutes les lignes perpendiculaires à l'axe du cylindre* (aussi bien pour les lignes circulaires qui sont perpendiculaires aux lignes des forces que pour l'épaisseur du diélectrique qui leur est parallèle) ; ceci n'est *pas évident*, et j'ajoute même, *est inexact*, comme le montrent nos formules (I), (II), vues dans la première partie ; en outre, il y a une erreur dans les formules de déformation élastique du cylindre qu'il emploie ; de cette double cause il résulte que les formules finalement obtenues sont erronées.

En reprenant la démonstration de M. Duhem par le potentiel thermodynamique, mais en m'affranchissant de l'hypothèse signalée plus haut et en rectifiant les données élastiques, j'ai bien retrouvé les formules du cylindre infiniment mince que j'ai établies dans ma théorie par des raisonnements plus simples, fondés uniquement sur les principes élémentaires de la thermodynamique.

IV

REVUE ET DISCUSSION DES TRAVAUX EXPÉRIMENTAUX.

Toutes les expériences qui ont été faites se rapportent aux deux types suivants :

1° On prend un condensateur fermé (sphérique ou cylindrique) dont la cavité interne remplie de liquide communique à un tube capillaire, et l'on observe le changement du niveau du liquide dans le tube, qui se produit au moment de la charge et disparaît par la décharge (*fig.* 8, 9).

2° On mesure les variations de longueur d'un condensateur cylindrique par la charge ou la décharge (*fig.* 9, 10).

Ces deux séries d'expériences ne mettent en évidence que *la dilatation dans les directions perpendiculaires aux lignes de force*, soit directement (deuxième type), soit indirectement (premier type) par la variation de capacité interne qui en résulte.

Aucune expérience n'a encore été tentée pour mettre en évidence la *déformation dans la direction des lignes de force, ni la variation de volume de la matière diélectrique;* et j'ajouterai qu'il me semble bien difficile, sinon impossible, qu'on y arrive ; en effet :

D'après nos formules (I), (II), (III'), (IV'), $\left(\frac{\Delta e}{e}\right)$ et $\left(\frac{\Delta U}{U}\right)$ sont du même ordre de grandeur que $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)$ et $\left(\frac{\Delta U_1}{U_1}\right)$, mais e et U sont toujours très petits par rapport à L et à U; il s'ensuit que Δe et ΔU seront très inférieurs à ΔL et ΔU_1, dont la petitesse est déjà telle que les physiciens habiles qui les ont mesurées ont rencontré de très grandes difficultés dans leurs expériences.

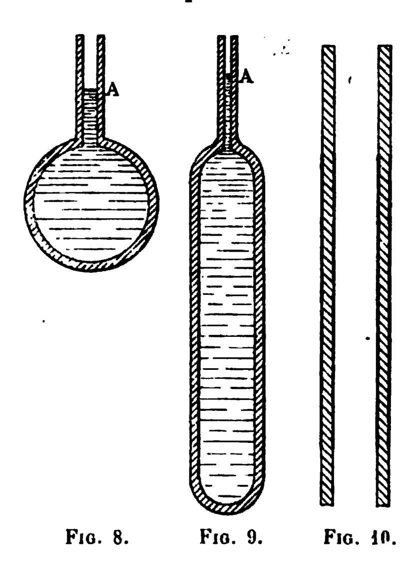


Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

Ces expériences ont conduit aux résultats suivants pour la déformation dans les directions normales aux lignes de force :

1° La dilatation est proportionnelle au carré de la différence de potentiel, conformément à la théorie.

2° Quant à l'influence de l'épaisseur de la lame diélectrique, les unes (expériences de MM. Duter, Righi) ont indiqué assez nettement la *loi de l'inverse de l'épaisseur*, et les autres (expériences de MM. Quincke, Korteweg et Julius Cantone) *la loi de l'inverse du carré de l'épaisseur*, mais avec des écarts parfois considérables; il était difficile de choisir entre ces deux lois établies par des physiciens également réputés comme expérimentateurs, d'autant plus que les essais de théorie de ces phénomènes qui avaient été faits indiquaient, d'après leurs auteurs, tantôt l'une, tantôt l'autre de ces deux lois.

La théorie que nous avons exposée et qui repose sur des prin-

cipes universellement admis nous a montré que *c'est la loi de l'inverse du carré de l'épaisseur qui est la vraie;* nous avons vu, en outre, que, dans toutes les théories antérieures, on n'avait été amené à formuler la loi de l'inverse de l'épaisseur que par suite d'erreurs, et que, celles-ci rectifiées, elles conduisaient, sans exception, à cette même loi de l'inverse du carré de l'épaisseur. Il nous reste à montrer par suite de quelles circonstances certaines de ces expériences avaient pu conduire à une loi erronée et pourquoi leurs résultats expérimentaux présentent entre eux d'énormes divergences.

En outre de certaines critiques particulières à chaque expérience et que nous formulerons à propos de chacune d'elles, nous pouvons indiquer comme causes générales de ces divergences :

1° La difficulté et l'incertitude que présente toujours la mesure de déformations aussi faibles, quelle que soit la perfection des appareils amplificateurs employés (Righi, Quincke) ;

2° L'influence de la durée de la charge qui est considérable comme l'a montré M. Cantone ;

3° Les phénomènes calorifiques qui peuvent se produire dans les diélectriques par la charge et la décharge et dont l'effet se superpose à la déformation proprement dite ;

4° Le contact plus ou moins parfait entre les armatures et le diélectrique peut aussi intervenir dans certaines expériences (interposition des bulles d'air entre le liquide et la paroi).

Parmi les causes qui viendront plus spécialement troubler les recherches sur l'influence de l'épaisseur, citons :

1° La nature chimique des diélectriques (en général le verre ou le caoutchouc), qui est mal déterminée et varie d'un échantillon à un autre ;

2° L'état physique de ces diélectriques et, en particulier, la trempe qui peut varier beaucoup, justement, avec l'épaisseur du verre employé ; cette dernière cause doit influer beaucoup sur les valeurs des coefficients (K, k, a) qui entrent dans les formules ;

3° La presque impossibilité de se procurer des ballons ou de longs tubes de verre d'épaisseur uniforme et les procédés forcément défectueux employés pour mesurer cette épaisseur. Pour abréger cet exposé déjà trop long, je renverrai au mémoire pour la discussion particulière à chacune des expériences, ainsi que pour les tableaux des résultats numériques ; mais, comme ces expériences sont, en général, peu connues, je rappelle en quelques mots l'objet de chacune d'elles :

M. Duter a mesuré les variations de volume de la cavité de condensateurs sphériques en verre.

M. Righi a déterminé par une méthode d'amplification (levier optique) la variation de longueur des condensateurs cylindriques en verre.

M. Quincke, dans une longue série d'expériences qui ont duré plusieurs années, a déterminé les variations de capacité d'un très grand nombre de thermomètres condensateurs, dont le réservoir est, pour les uns, sphérique, et, pour les autres, formé d'un long tube cylindrique de verre ; pour ces derniers, il a également mesuré la variation de longueur du réservoir par une méthode d'amplification (levier de contact à niveau à bulle d'air).

MM. Korteweg et Julius ont déterminé les variations de capacité des thermomètres condensateurs cylindriques dont le réservoir est formé par un long tube de caoutchouc.

Enfin M. Cantone a mesuré les variations de capacité et de longueur de thermomètres condensateurs cylindriques en verre; les variations de longueur sont *mesurées directement* par une méthode de franges d'interférences; cette mesure directe de la variation de longueur m'a semblé bien préférable aux méthodes d'amplification: c'est ce qui m'a conduit à adopter les résultats de M. Cantone pour le calcul qui fera l'objet de la cinquième partie.

Je donne seulement les conclusions auxquelles me conduit cette discussion faite ailleurs :

La loi de la proportionnalité de la déformation au carré du potentiel a été confirmée par toutes les expériences.

La relation $\frac{\Delta U_1}{U_1} = 3 \frac{\Delta L}{L}$, *établie expérimentalement par Quincke et contrôlée par Cantone est indiquée dans notre formule III.*

Quant à la loi de proportionnalité entre la déformation et l'inverse du carré de l'épaisseur, elle n'était contredite que par :

Les expériences de M. Duter, que je montre ne pouvoir être conservées qu'au point de vue qualificatif; et par les expériences de M. Righi, dans lesquelles je signale une grave cause d'erreur, qui a pu fausser complètement la recherche sur l'influence de l'épaisseur.

Au contraire, cette proportionnalité de la déformation à l'inverse du carré de l'épaisseur a été vérifiée par toutes les expériences postérieures de Quincke, Korteweg et Julius Cantone, avec des écarts considérables, il est vrai ; — mais ces écarts ne doivent pas nous

surprendre ; nous avons en effet insisté sur les nombreuses et importantes causes de divergences qui s'opposent à toute vérification rigoureuse de cette loi et qui sont pour la plupart insurmontables.

V

ESSAI EN VUE DE DÉDUIRE LA VALEUR DU COEFFICIENT k_1 DES RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES SUR LES DÉFORMATIONS ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES.

Considérons notre formule théorique :

$$(1) \qquad \left(\frac{\Delta U_1}{U_1}\right) = 3\left(\frac{\Delta L}{L}\right) = 3(a + k_1)\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{e^2}.$$

Les expériences sur les déformations électriques des diélectriques des condensateurs nous en donnent les premiers membres $\left(\frac{\Delta U_1}{U_1}\right)$ ou $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)$ pour des valeurs de V et de e connues.

Si on a également déterminé (comme l'ont fait Quincke et Cantone) le coefficient élastique a et la constante diélectrique K de la substance qui forme le diélectrique du condensateur, on voit que :

La formule ci-dessus *permettra de calculer la valeur de k_1, coefficient de variation de la constante diélectrique par une traction normale aux lignes de force*, coefficient qui n'a encore été l'objet d'aucune mesure directe.

Des considérations que je développe ailleurs m'ont conduit à adopter pour ce calcul les résultats numériques de M. Cantone sur les variations de longueur des condensateurs cylindriques en verre ; ces données me conduisent à la conclusion que k_1 *doit être de l'ordre de* $+ 1 \times 10^{-12}$ C. G. S.

Note. — Des expériences toutes récentes faites en Italie (Dessau, O. M. Carbino, Ercolini), sur les variations des constantes diélectriques par traction normale aux lignes des forces, *sont venues confirmer que, pour le verre, k_1 est positif;* mais elles n'ont pas renseigné si l'ordre de grandeur est bien celui que j'indique plus haut.

SUR L'AIMANTATION PLANE DE LA PYRRHOTINE ;

Par M. Pierre WEISS.

I. La pyrrhotine ou pyrite magnétique, Fe^7S^8, est, comme la magnétite, une substance magnétique et cristallisée. Les cristaux sont d'apparence hexagonale ; mais leur symétrie est, en réalité, inférieure. Ils sont assez rares ; les plus beaux viennent du Brésil, d'un gisement épuisé de Minas Geraës. Grâce à l'obligeance de M. de Costa Sena, professeur à l'École des Mines d'Ouro Preto, à qui M. Friedel a bien voulu en demander pour moi, j'ai pu opérer sur des échantillons excellents de cette origine. Ils m'ont donné les résultats suivants :

En approchant un cristal d'un aimant, on s'aperçoit que l'attraction est nulle, quand on présente le plan de la base hexagonale perpendiculairement aux lignes de force, tandis qu'elle est très vive pour toute autre orientation. Il y a donc une direction pour laquelle l'aimantation est impossible et, par une généralisation immédiate, on est conduit à supposer que *la matière ne peut s'aimanter que dans le plan perpendiculaire à cette direction*, que j'appellerai, pour abréger : *plan magnétique*.

Je me suis proposé d'abord d'établir cette propriété avec précision, au moyen d'expériences d'induction, faites par la méthode balistique.

1° Une sphère taillée dans un cristal et une bobine induite qui l'entoure peuvent tourner, indépendamment l'une de l'autre, d'angles connus, dans un champ magnétique. Cette expérience donne, par la rotation de la bobine, la grandeur de l'aimantation dirigée suivant le plan magnétique, et, par la rotation de la sphère de pyrrhotine, la différence entre l'aimantation parallèle et l'aimantation perpendiculaire au plan magnétique. Ces deux quantités sont les mêmes, à la précision des mesures près $\left(\frac{1}{100}\right)$. L'aimantation perpendiculaire au plan magnétique est donc nulle.

2° J'ai cherché à démontrer cette nullité de l'aimantation perpendiculaire au plan magnétique, au moyen d'une expérience de zéro, plus précise que les expériences de mesure. La sphère a été fixée à l'extrémité d'une tige cylindrique en laiton, le plan magnétique perpendiculaire à l'axe du cylindre. On fait glisser cette tige dans la

perforation des noyaux d'un électro-aimant, disposé pour les expériences de polarisation rotatoire magnétique. On peut ainsi faire pénétrer la sphère dans une petite bobine fixe, placée dans le champ magnétique, ou l'en retirer. L'impulsion observée au galvanomètre balistique est extrêmement petite; certains indices permettent de l'attribuer à la non-uniformité du champ. En supposant que l'on veuille néanmoins l'attribuer à une aimantation perpendiculaire au plan magnétique, on serait conduit à assigner à celle-ci une limite supérieure égale à $\frac{1}{680}$ de l'aimantation dans ce plan. Cette expérience, faite sur deux sphères provenant d'échantillons différents, établit donc avec une entière rigueur l'existence d'une direction suivant laquelle l'aimantation est impossible.



3° En faisant tourner la sphère dans le champ magnétique, de façon à la faire passer de la position de nulle aimantion à une position de facile aimantation, par une série de positions intermédiaires, on a déterminé, pour chacune de celles-ci, la composante de l'aimantation parallèle et la composante de l'aimantation perpendiculaire au champ. Leur résultante donne la grandeur et la direction de l'aimantation. *Cette direction est fixe par rapport au corps et contenue dans le plan magnétique.*

II. Tant qu'il s'agit de mesurer la grandeur d'une aimantation, la méthode balistique est de beaucoup la plus commode, et, dans le cas

actuel, où l'on opérait sur de petits échantillons dans des champs intenses, c'était peut-être la seule applicable. Mais, en présence d'un fait aussi imprévu que la localisation du phénomène magnétique dans un plan, il était désirable de varier les procédés d'investigation. La *méthode d'arrachement*, qui se prête mal à des mesures numériques précises, peut fournir une expérience de zéro excellente pour constater l'absence de toute aimantation dans un cas déterminé. La figure ci-jointe représente l'appareil au moyen duquel l'expérience a été réalisée.

La sphère de pyrrhotine est percée, pour donner passage au fil vertical de suspension suivant une direction contenue dans le plan magnétique, de sorte que, parmi les directions horizontales, se trouvent la direction non magnétique, et, à 90° de distance, une direction contenue dans le plan magnétique. Un bouton moleté, auquel cette sphère est reliée par l'intermédiaire d'un genou de Cardan c, permet de diriger l'une quelconque des directions du plan horizontal de la matière vers le pôle d'un aimant. Ces orientations sont séparées au moyen d'une aiguille qui se déplace sur un secteur divisé, lequel porte, à 90° l'une de l'autre, les indications « non magnétique » et « magnétique ».

Quand la sphère est dans la première de ces positions, on peut approcher l'aimant, au moyen d'un mouvement à vis, jusqu'au contact de celle-ci et le retirer, sans apercevoir le plus petit déplacement. Si on la fait tourner d'un angle droit, l'apparition des propriétés magnétiques se manifeste par un mouvement de plusieurs centimètres d'amplitude.

Le principal intérêt de cette curieuse propriété de la pyrrhotine est, sans doute, de fournir un point de départ nouveau pour l'analyse des phénomènes ferro-magnétiques.

Les métaux magnétiques, que l'on traite d'habitude comme s'ils étaient isotropes, sont, en réalité, des enchevêtrements de cristaux. On est donc en droit d'attendre de l'étude des propriétés de la pyrrhotine dans le plan magnétique, que je poursuis actuellement, des données plus simples que celles que l'on possède et pouvant servir à expliquer les propriétés plus complexes des corps magnétiques usuels.

THÉORIE DYNAMIQUE DE LA CAPILLARITÉ;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. *Relation générale entre la pression extérieure, la pression thermique et la cohésion d'un liquide.* — Considérons (*fig.* 1) dans le liquide un parallélipipède rectangle ECDF, de section 1, adjacent à la paroi AB du vase. Les forces qui sollicitent une molécule de cette masse sont de trois sortes :

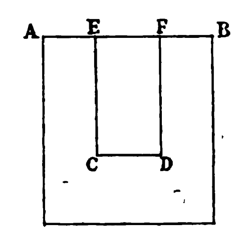


Fig. 1.

1° La force extérieure (force de gravitation, force magnétique, etc.) ;

2° La résultante des actions des autres molécules sur elle ;

3° La force de percussion provenant des chocs des molécules voisines.

Soient : V_1 et V_2, les potentiels respectifs des forces extérieure et moléculaire ; f, la résultante des forces de percussion, laquelle fait un angle α avec l'axe des x.

L'équation du mouvement d'une molécule de masse m parallèlement à OX est alors :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = - m \frac{\partial V_1}{\partial x} - m \frac{\partial V_2}{\partial x} + f \cos \alpha.$$

Étendons à toutes les molécules de ECDF ; il vient :

$$(1) \qquad \Sigma m \frac{d^2x}{dt^2} = - \Sigma m \frac{\partial V_1}{\partial x} - \Sigma m \frac{\partial V_2}{\partial x} + \Sigma f \cos \alpha.$$

L'expression $\Sigma f \cos \alpha$ comprend uniquement les forces de percussion f provenant des molécules *extérieures* à ECDF, car celles qui proviennent des molécules *intérieures* à ce volume sont deux à deux

égales et de signes contraires, en vertu de l'égalité de l'action et de la réaction.

Prenons, comme seule force extérieure, la pesanteur et plaçons la paroi AB horizontalement; $-\Sigma m \frac{\partial V_1}{\partial x}$ est le poids du parallélipipède ECDF. Si p_0 désigne la pression extérieure exercée par EF et si p est la pression sur CD, on a :

$$-\Sigma m \frac{\partial V_1}{\partial x} = p - p_0.$$

Comme pour $\Sigma f \cos \alpha$, l'expression $-\Sigma m \frac{\partial V_2}{\partial x}$ comprend uniquement les forces moléculaires provenant des molécules *extérieures* à ECDF, les forces moléculaires provenant des molécules *intérieures* se détruisant deux à deux.

Par raison de symétrie, les forces moléculaires *extérieures* s'exerçant sur CE et DF se détruisent; il ne reste donc que les forces moléculaires provenant de la paroi AB et celles qui proviennent des molécules situées au-dessous de CD. J'appelle *cohésion* la résultante (rapportée à l'unité de surface) des forces moléculaires s'exerçant de part et d'autre de CD, résultante proportionnelle au carré de la densité ρ existant dans le plan CD et au voisinage ($C = a\rho^2$).

Les forces de percussion extérieures ont une composante nulle parallèlement à CE et à DF; la force de percussion provenant de la paroi EF et normale à EF, combinée avec l'action moléculaire de la paroi EF sur les molécules intérieures, donne pour résultante p_0; j'appelle θ la partie de $\Sigma f \cos \alpha$ qui se compose de forces de percussion s'exerçant dans le plan CD et perpendiculairement à ce plan. L'équation (1) s'écrit alors :

$$\Sigma m \frac{d^2x}{dt^2} = p - p_0 + p_0 + C - \theta = p + a\rho^2 - \theta.$$

Soit ξ l'abscisse du centre de gravité de ECDF; on a :

$$\Sigma m \frac{d^2x}{dt^2} = M \frac{d^2\xi}{dt^2},$$

M étant la masse totale du parallélipipède. On voit donc que $\Sigma m \frac{d^2x}{dt^2}$ oscille autour de zéro; on a donc en moyenne :

$$0 = p + a\rho^2 - \theta \tag{2}$$

ou

$$p = \theta - a\rho^2,$$

θ étant la *pression thermique*; $a\rho^2$, la cohésion; et p, la pression hydrostatique.

Écrivons maintenant la relation (1) pour un élément $dx\,dy\,dz$ du liquide, de densité ρ et non adjacent à la paroi; il viendra :

$$0 = -\rho \frac{\partial V_1}{\partial x} dxdydz - \rho \frac{\partial V_2}{\partial x} dxdydz + \left\{\theta - \left(\theta + \frac{\partial \theta}{\partial x} dx\right)\right\} dydz,$$
$$0 = -\rho \frac{\partial V_1}{\partial y} dxdydz - \rho \frac{\partial V_2}{\partial y} dxdydz + \left\{\theta - \left(\theta + \frac{\partial \theta}{\partial y} dy\right)\right\} dzdx.$$

. . . .

d'où :

(3) $$0 = -\rho dV_1 - \rho dV_2 - d\theta.$$

L'hydrostatique nous donne :

$$dp = -\rho dV_1,$$

et l'équation (2) fournit :

$$dp = d\theta - dC.$$

La combinaison de ces deux relations et de la relation (3) donne :

(4) $$dC = -\rho dV_2.$$

§ 2. *Pression moléculaire.* — En posant $C = a\rho^2$, nous avons supposé que la densité du liquide ne variait pas au voisinage de CD; il n'en est pas toujours ainsi (exemple dans la couche capillaire), mais alors on a la relation $p = \theta - C$. L'équation $p = \theta - a\rho^2$ est l'*équation relative à la phase homogène.*

Il ne faut pas confondre la cohésion $C = a\rho^2$ avec la *pression moléculaire* de Laplace : $K = a(\rho_1^2 - \rho_2^2)$, ρ_1 et ρ_2 étant les densités du liquide et de la vapeur saturée.

Considérons un élément plan de la surface du liquide, normalement à cette surface : on a :

$$dC = -\rho dV_2.$$

Soit p_1 la pression hydrostatique :

$$dC = d\theta - dp_1.$$

Soit p la pression hydrostatique pour la phase homogène de den-

sité ρ [1], on aura $\theta = p + a\rho^2$ ou $d\theta = dp + 2a\rho d\rho$ et, en vertu de (4),

$$(5) \qquad d\theta - dp_1 = -\rho dV_2.$$

Pour la couche capillaire et par unité de surface, on aura donc :

$$dp - dp_1 + 2a\rho d\rho = -\rho dV_2,$$

$$(6) \qquad -\int_1^2 \rho dV_2 = \int_1^2 d(p - p_1) + \int_1^2 2a\rho d\rho.$$

Le terme $-\int_1^2 \rho dV_2$ provient uniquement des forces moléculaires provenant des molécules extérieures à l'élément de volume considéré, les forces moléculaires intérieures se détruisant deux à deux.

Si l'on prend comme direction positive celle qui va du liquide vers la vapeur, $+\int_1^2 \rho dV_2$ n'est autre que la *pression moléculaire* K :

$$K = \int_1^2 \rho dV_2 = -\int_1^2 d(p - p_1) - \int_1^2 2a\rho d\rho.$$

A l'extérieur du liquide, aussi bien que de la vapeur saturée, $p = p_1$, donc :

$$(7) \qquad K = -\int_1^2 2a\rho d\rho = a(\rho_1^2 - \rho_2^2).$$

Soit λ la chaleur de vaporisation interne :

$$(8) \qquad \lambda = a(\rho_1 - \rho_2);$$

d'où :

$$\frac{K}{\lambda} = \rho_1 + \rho_2,$$

ou, d'après la loi du diamètre rectiligne de Cailletet et de Mathias,

$$(9) \qquad \frac{K}{\lambda} = A - BT,$$

A et B étant des constantes. Ainsi donc :

Le quotient de la pression moléculaire d'un liquide en contact avec sa vapeur par la chaleur de vaporisation interne est une fonction linéaire et décroissante de la température.

A la température critique, on a $K = \lambda = 0$.

---

(1) C'est-à-dire la pression qui régnerait dans le liquide si celui-ci remplissait un vase avec la densité ρ.

§ 3. *Loi de Maxwell-Clausius.* — Appliquons la relation (3) : $d\theta = -\rho dV_1 - \rho dV_2$, à la couche capillaire dans la direction de la normale à la surface allant du liquide vers la vapeur. Soient p_1 la pression au point considéré, et p la pression que donnerait au même point une phase homogène de densité ρ ; on a :

$$\theta = p + a\rho^2, \qquad d\theta = dp + 2a\rho d\rho ;$$

d'où il vient d'après (3) :

$$dp + 2a\rho d\rho + \rho dV_1 = -\rho dV_2,$$

ou :

$$-\int_1^2 dV_2 = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + 2a(\rho_2 - \rho_1) + \int_1^2 dV_1.$$

L'hydrostatique donne :

$$\rho dV_1 = -dp_1 \qquad \text{ou} \qquad dV_1 = -\frac{dp_1}{\rho} ;$$

d'où :

$$-\int_1^2 dV_2 = \int_1^2 \frac{d(p - p_1)}{\rho} + 2a(\rho_2 - \rho_1).$$

Le potentiel des forces moléculaires étant $-2a\rho$, on a :

$$-\int_1^2 dV_1 = -2a(\rho_1 - \rho_2) = 2a(\rho_2 - \rho_1) ;$$

d'où :

$$(10) \qquad \int_1^2 \frac{d(p - p_1)}{\rho} = 0 = \int_1^2 v d(p - p_1).$$

Si l'on néglige la pesanteur de la couche capillaire, $p_1 = C^{te}$, et l'équation (10) devient :

$$\int_1^2 v dp = 0,$$

c'est la relation de Maxwell-Clausius.

§ 4. *Pression moléculaire d'une couche capillaire sphérique.* — Considérons (*fig.* 2) un vase sphérique contenant de la vapeur et un noyau sphérique concentrique de liquide. Faisons abstraction de la

pesanteur; soit V le potentiel moléculaire; je dis que l'on a

$$d\theta = - \rho dV.$$

Soient : M, le centre du vase ; ABC, DEF, la couche capillaire limitée par un secteur sphérique MGH.

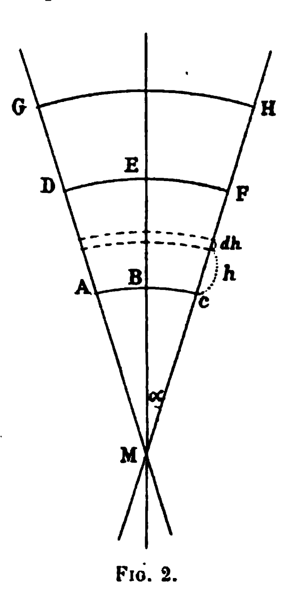


FIG. 2.

Soient MC = R ; R + h est le rayon d'une couche sphérique infiniment mince, d'épaisseur $dh\alpha$, de la couche capillaire; cette couche doit être en équilibre sous l'action de la pression thermique et des forces moléculaires.

La pression thermique s'exerçant contre la surface sphérique concave de la couche considérée a pour résultante :

$$\pi (R + h)^2 \sin^2 \alpha \times \theta ;$$

la pression thermique s'exerçant (en sens contraire) contre la surface convexe est :

$$\pi (R + h + dh)^2 \sin^2 \alpha (\theta - d\theta).$$

La pression thermique contre la surface latérale du tronc de cône d'angle α a pour valeur :

$$2\pi (R + h) \sin \alpha \, . \, dh \, . \sin \alpha \, . \, \theta.$$

De même, la force moléculaire a pour résultante :

$$\rho dV \cdot \pi(R+h)^2 \sin^2\alpha \text{ (1)}.$$

Pour l'équilibre il faut :

$$\pi(R+h)^2\sin^2\alpha \cdot \theta - \pi(R+h+dh)^2\sin^2\alpha(\theta+d\theta) + 2\pi(R+h)\sin^2\alpha \cdot dh \cdot \theta = \rho dV \cdot \pi(R+h)^2\sin^2\alpha;$$

d'où, en négligeant les quantités du second ordre, $d\theta = -\rho dV$.

On a donc :

$$(11) \qquad K = +\int_1^2 \rho dV = \theta_1 - \theta_2 + p_1 + a\rho_1^2 - p_2 - a\rho_2^2,$$

p_1 et p_2 sont les pressions dans le liquide et dans la vapeur.

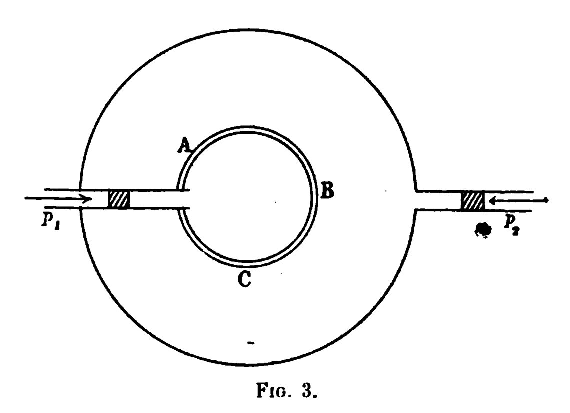


Fig. 3.

Soit ABC (*fig.* 3) le liquide entouré de sa vapeur ; le liquide est en équilibre sous la pression p_1 et la tension de la couche capillaire ; la vapeur est en équilibre sous l'action de cette même tension et de la pression p_2. Donnons aux pistons un mouvement virtuel. Soit dn l'augmentation du rayon R du noyau liquide ; la variation de volume est sdn, s étant la surface intérieure de la couche capillaire. Soient m la masse de l'unité de volume de cette couche, et xm la quantité de liquide qui contribue à la formation de cette masse m :

$$s = 4\pi R^2, \qquad ds = 8\pi R dR = 8\pi R dn = \frac{2}{R} sdn.$$

(1) La masse est ρdV par unité de surface. et la force relative à l'unité de masse s'exerçant dans la direction du rayon : $-\frac{dV}{dh}$.

En augmentant le rayon du noyau liquide de dn, la masse de la couche capillaire augmente de $\frac{2}{R} sdn \,.\, m$, le liquide y contribuant pour une masse $\frac{2}{R} sdm \,.\, xm$. Si ρ_1 est la densité du liquide, le volume de cette dernière masse est $\frac{2}{R}\frac{sdm \,.\, xm}{\rho_1}$, et le travail extérieur est :

$$-p_1 \left\{ sdn - \frac{2xmsdn}{\rho_1 R} \right\}.$$

On démontrerait de même que le travail extérieur de l'autre piston est :

$$+ p_2 \left\{ s\left(1 + \frac{h}{R}\right) dn - \frac{2(1-x)\, msdn}{\rho_2 R} \right\}.$$

Soit σ l'énergie capillaire de l'unité de surface ; écrivons que la variation de cette énergie est égale au travail extérieur total :

$$\frac{2\sigma sdn}{R} = p_1 \left\{ sdn - \frac{2xmsdn}{R\rho_1} \right\} - p_2 \left\{ s\left(1 + \frac{h}{R}\right) dn - \frac{2(1-x)\, msdn}{\rho_2 R} \right\}.$$

Soit ρ' la densité moyenne de la couche capillaire d'épaisseur h en a ; en remarquant que $M = h\rho'$ et en simplifiant,

$$p_1 - p_2 - \frac{h}{R} \left\{ \frac{2xp_1\rho'}{\rho_1} - \frac{2(1-x)\, p_2\rho'}{\rho_2} + p_2 \right\} = \frac{2\sigma}{R}.$$

Or $\frac{h}{R}$ est une quantité fort petite qui n'est pas mesurable ; d'autre part, la parenthèse est toujours de l'ordre de grandeur de p_1 ou de p_2 : aux basses températures ρ_2 est très petit, mais $\frac{p_2}{\rho_2}$ reste fini ; on peut donc écrire :

$$p_1 - p_2 = \frac{2\sigma}{R}.$$

équation obtenue de façons diverses par lord Kelvin, Gibbs et Van der Waals.

Portons cette valeur de $p_1 - p_2$ dans (11), il vient :

$$K = a(\rho_1^2 - \rho_2^2) + \frac{2\sigma}{R}.$$

Si la vapeur est entourée du liquide, on trouve :

$$K = a(\rho_1^2 - \rho_2^2) - \frac{2\sigma}{R}.$$

SUR LES VARIATIONS TEMPORAIRES ET RÉSIDUELLES DES ACIERS AU NICKEL RÉVERSIBLES;

Par M. CH.-ÉD. GUILLAUME.

La facilité qui résulterait, pour un grand nombre de mesures, de l'emploi d'alliages très peu dilatables, et, d'autre part, le danger qu'il y aurait à se servir d'étalons éprouvant avec le temps des variations sensibles m'ont conduit à étudier en détail les changements temporaires ou permanents des aciers au nickel.

Je rappellerai d'abord [1] qu'une barre d'un alliage présentant l'anomalie négative de dilatation, étant amenée de la température inférieure à 100° par exemple, augmente graduellement de longueur, à température constante, et finit par se fixer à des dimensions invariables. Si l'on abaisse encore la température, elle recommence à s'allonger, jusqu'à ce qu'elle ait atteint un nouvel état stationnaire. Les changements inverses se produisent au réchauffement, et l'on peut dire que la barre tend, à toute température, vers un état définitif, auquel elle arrive par un allongement ou une contraction, suivant que la température est atteinte en descendant ou en montant. Toutefois l'état définitif, à une température déterminée, n'est toujours le même que si les changements de la température procèdent par étapes suffisamment rapprochées. Ainsi, une barre amenée directement de la température de la forge à celle du laboratoire n'arrive jamais à l'état où l'amène une série de recuits complets échelonnés, par exemple, de 20 en 20° depuis 100°.

La vitesse initiale de transformation est d'autant plus grande que la température est plus élevée, et l'écart entre l'état actuel et celui vers lequel on tend plus considérable. Elle est beaucoup plus forte à température ascendante qu'à température descendante. Ainsi, à la température de 100°, la vitesse d'allongement d'une règle de 1 mètre forgée est de 4^{μ} par heure; après une exposition prolongée aux températures ordinaires, sa vitesse de contraction est de $0^{\mu},8$ à $0^{\mu},9$ par minute. A 15°, l'allongement est de $0^{\mu},07$ à $0^{\mu},08$ par jour après le forgeage, et de $0^{\mu},03$ par jour après un recuit à 40°.

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIV, p. 754; 1897; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 262; 1898.

Ces variations, très lentes aux températures basses, permettent d'étudier les changements, à toute température, sans erreur appréciable, en amenant toujours la règle à étudier à 15° par exemple et en la comparant, à cette température, à une longueur étalon. Cette comparaison pouvant toujours être faite en moins d'une heure, on déterminera, par ce procédé, l'état de la règle à la température qu'elle vient de quitter.

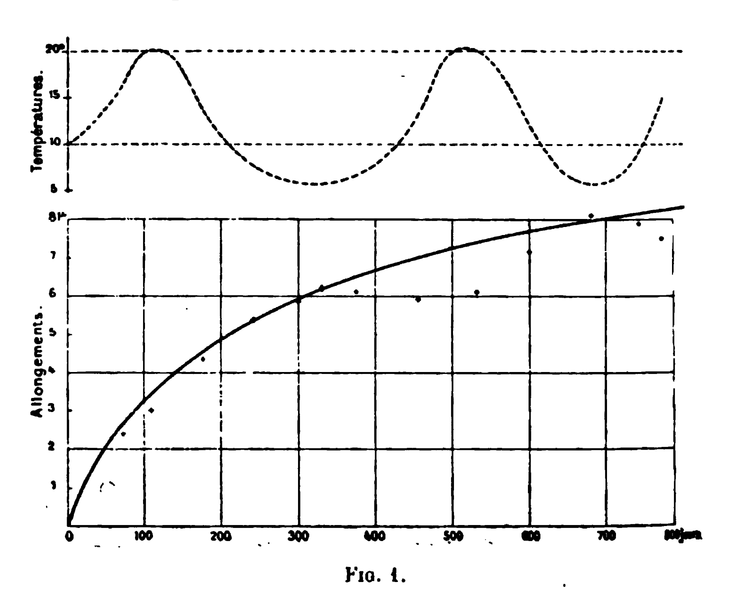


FIG. 1.

Je me suis attaché particulièrement à déterminer les changements d'une barre ayant subi la série rationnelle des recuits entre 100° et 40°. Les résultats de ces mesures, qui embrassent une période de plus de deux ans, sont représentés dans le diagramme (*fig.* 1). On voit que, dans la première année, la barre s'est allongée de 6µ,5 par mètre environ, tandis que, dans la seconde année, la variation a été réduite à 1µ,5. Si la variation est exponentielle, la longueur de la barre, à une température déterminée, doit être maintenant fixée à 0µ,5 près. Cependant les points obtenus par l'observation ne se rangent pas tous sur la courbe ; ils s'en écartent systématiquement à certaines époques, et l'on voit que les écarts sont corrélatifs des variations de la température ambiante représentées par la courbe pointillée. Ces variations, conformes aux lois générales précédem-

ment énoncées, atteignent $1^{\mu},5$ environ pour les variations extrêmes annuelles de la température.

Pour étudier de près ces variations, j'ai soumis une règle, primitivement recuite complètement jusqu'à 40°, et abandonnée ensuite pendant une année aux variations de la température ambiante, à une série de chauffes progressives jusqu'à 100°. A chaque température, la règle était ramenée fréquemment à 15°, et la chauffe était poursuivie jusqu'à ce que plusieurs mesures successives conduisent au même résultat. Le diagramme (*fig.* 2) montre les variations successives de la règle et la courbe représentant la fonction

$$y = -0{,}00325 \cdot 10^{-6} \cdot \theta^2,$$

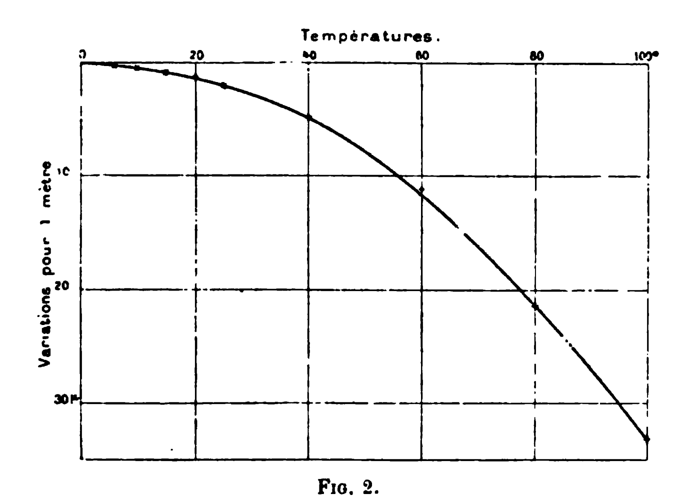


Fig. 2.

qui les résume sensiblement. Le calcul direct d'une fonction à deux termes avait donné un premier terme positif très petit et d'ailleurs tout à fait incertain. Le signe de ce terme paraissant très improbable d'après l'allure du phénomène, il a paru préférable de l'annuler et de recalculer le second de manière à satisfaire le mieux possible aux observations.

La dernière formule donne les différences qui existent entre les longueurs d'une barre passant avec une vitesse très grande ou avec une vitesse très faible à une série de températures comprises entre 0° et 100°. Les formules de dilatation, trouvées par des variations de la température qui, au point de vue de ce phénomène, peuvent être

considérées comme très rapides, doivent être corrigées de la quantité y donnée ci-dessus, si les variations de la température sont très lentes. Ainsi, un étalon géodésique employé à la température ambiante en chaque saison, une tige de pendule, etc., se dilateront suivant la formule corrigée, et c'est par cette formule que l'on devra calculer les compensations.

Les barres étirées se comportent d'une façon particulière. Le premier recuit à 100° les allonge pendant quelques heures et les raccourcit ensuite. A toute température inférieure, elles ne subissent plus que des variations identiques à celles des barres forgées, même si la contraction à 100° avait à peine commencé. Une barre étirée, conservée d'abord pendant longtemps à la température du laboratoire, puis amenée à 100°, se raccourcit pendant un temps qui peut dépasser une demi-heure, puis s'allonge pendant quelques heures et se raccourcit enfin pendant plus de cent heures. On peut ainsi observer successivement, dans la même barre, trois variations distinctes, d'amplitudes et de durées différentes, dont les deux premières sont semblables à celles que l'on constate dans les barres forgées, mais dont la troisième est propre aux barres étirées.

Cette dernière variation a été observée aussi dans des barres de nickel pur et dans des aciers au nickel qui ne subissent les autres variations que d'une façon inappréciable. La propriété caractéristique de cette variation est d'être annulée à toute température par un recuit à une température supérieure, tandis qu'il n'en est pas de même des changements propres aux aciers au nickel, de la catégorie peu dilatable. Ces deux ordres de variation ont donc une origine distincte.

Fr. KERNTLER. — Die elektrodynamischen Grundgesetze und das eigentliche Elementargesetz (Les lois fondamentales et, en particulier, la loi élémentaire de l'électrodynamique). — Budapest, 1897. Buchdrückerei der Pester-Lloyd-Gesellschaft.

— Die Mœglichkeit einer experimentellen Entscheidung zwischen den verschiedenen elektrodynamischen Grundgesetzen? (L'expérience permet-elle de décider entre les diverses lois fondamentales de l'électrodynamique ?) — Budapest 1898. Buchdrückerei der Pester-Lloyd-Gesellschaft, 18.

L'auteur s'est proposé de discuter la formule d'Ampère sur la loi *élémentaire* des actions électrodynamiques ; il croit pouvoir proposer

une autre loi qu'il ne désespère pas d'établir par l'expérience, bien qu'on admette comme démontrée l'impossibilité de faire un choix entre les diverses formules d'action élémentaire.

1° L'auteur rejette d'abord cette hypothèse d'Ampère, que l'action exercée entre deux éléments de courants est dirigée suivant la droite qui les joint. Il considère, en outre, comme insuffisamment établi par l'expérience, ce résultat énoncé par Ampère, que l'action exercée par un courant fermé quelconque sur un élément de courant est toujours normale à l'élément ;

2° Il admet d'ailleurs que l'action exercée varie en raison inverse du carré des distances, accepte le principe des courants sinueux et considère la formule d'Ampère comme vérifiée par l'expérience, toutes les fois qu'il s'agit de calculer l'action qu'un courant fermé quelconque exerce normalement à un élément de courant.

Ceci posé, chaque élément de courant ds, ds' est décomposé :

1° Suivant la direction de la droite qui les joint (soient $ds \cos \theta$, $ds' \cos \theta'$, ces composantes des deux éléments).

2° Transversalement à la direction précédente (soient $ds \sin \theta$, $ds' \sin \theta'$, ces deux nouvelles composantes).

On n'aura, par raison de symétrie, qu'à considérer les actions suivantes :

A. L'une des composantes longitudinales (soit $ds \cos \theta$) exerce sur l'autre ($ds' \cos \theta'$) une action, qui, par raison de symétrie, doit être dirigée suivant r, et que l'on peut représenter par :

$$V_1 = a \frac{ii' \,.\, ds \,.\, ds' \,.\, \cos\theta \,.\, \cos\theta'}{r^2}.$$

B. L'une des composantes transversales (soit $ds \sin \theta$) exerce sur la composante parallèle ($ds' \sin \theta' \cos \omega$) de l'autre transversale une action qui, de même, ne peut être dirigée que suivant r, et que l'on peut représenter par :

$$V_2 = b \frac{ii'ds \,.\, ds' \sin\theta \,.\, \sin\theta' \cos\omega}{r^2}.$$

C. La composante transversale, $ds \sin \theta$, exerce sur la composante longitudinale $ds' \cos \theta'$ une action qui ne peut être que parallèle à $ds \sin \theta$ et que l'auteur écrit :

$$H_1 = c \frac{ii'ds \,.\, ds' \sin\theta \,.\, \cos\theta'}{r^2}.$$

D. Enfin la composante longitudinale, $ds \cos\theta$, exerce sur la transversale $ds' \sin\theta'$ une action parallèle à cette dernière; soit:

$$H_2 = d\,\frac{ii' \,.\, ds \,.\, ds' \,.\, \cos\theta \,.\, \sin\theta'}{r^2}.$$

L'auteur cherche alors à quelles conditions a, b, c, d, doivent satisfaire, pour que les formules ci-dessus, étendues à un courant fermé ou, plus simplement, à un courant rectiligne indéfini, conduisent au même résultat que la formule d'Ampère, pour l'action exercée normalement à un élément de courant.

1° Le cas d'un courant rectiligne indéfini, agissant sur un élément de courant parallèle, donne par un calcul facile :

$$(1) \qquad a + 2b + c + d = 3.$$

2° Le cas d'un courant rectiligne indéfini, agissant sur un élément de courant perpendiculaire, donne de même :

$$(2) \qquad -a + b + 2c - d = 3.$$

L'auteur rappelle que ces conditions (1) et (2) avaient déjà été établies par Stefan ([1]).

On voit sans peine que la condition (1) identifie les effets de translation, et la condition (2) les effets de rotation que donneraient, d'une part, les formules A, B, C, D et, d'autre part, la formule d'Ampère, quand on les applique à des circuits fermés;

3° L'auteur ajoute aux conditions (1) et (2) la condition

$$(3) \qquad c = d,$$

qu'il considère comme très vraisemblable (cette hypothèse ne se concilierait pas avec les lois de Raynard ou de Grassmann). Les trois conditions (1), (2), (3) donnent:

$$a = -1, \qquad b + c = 2, \qquad c = d.$$

En particulier, on retrouve la loi d'Ampère, en faisant $c = d = 0$, et par suite $b = 2$ ([2]).

([1]) STEFAN, *Ueber die Grundformeln der Elektrodynamik* (*Sitzungsberichte der Kaiserl. Akademie in Wien*: 1869, LIX Band; II. *Abtheilung*. *Seite* 693-769).

([2]) Le principe de l'action normale, exercée par un courant fermé, sur un élément de courant, donnerait facilement:

$$(4) \qquad b + c = 2(d - a).$$

Arrivé en ce point, l'auteur cherche à établir qu'une formule élémentaire à quatre termes doit être préférée à une formule élémentaire à deux termes, telle que celle d'Ampère. D'une part, il essaie de procéder par voie d'analogie avec les phénomènes électro-magnétiques; d'autre part, il voudrait faire considérer, comme des anomalies inacceptables, certains des résultats bien connus, auxquels conduit l'application de la formule d'Ampère, dans le cas de courants limités. Il insiste spécialement sur le cas de deux éléments parallèles, parcourus par des courants de même sens, et qui, d'après la formule d'Ampère, peuvent, suivant les cas, s'attirer ou se repousser, ou n'exercer aucune action mutuelle.

Le principe d'une formule fondamentale à quatre termes une fois admis, comme le veut l'auteur, des analogies électro-magnétiques conduisent à faire $b = c$.

Il reste donc alors :

$$a = -1, \qquad b = c = d = 1.$$

La force résultante, exercée sur ds', aura donc pour composantes :

1° Suivant r :

$$V = V_1 + V_2 = \frac{ii'ds \cdot ds'}{r^2} (\sin\theta \cdot \sin\theta' \cdot \cos\omega - \cos\theta \cdot \cos\theta').$$

2° Transversalement à r :

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2\cos\omega}$$
$$= \frac{ii' \cdot ds \cdot ds'}{r^2}\sqrt{\sin^2\theta\cos^2\theta' + \cos^2\theta\sin^2\theta' + 2\sin\theta \cdot \sin\theta'\cos\theta \cdot \cos\theta'\cos\omega}.$$

La résultante R a donc pour valeur :

$$R = \sqrt{V^2 + H^2} = \frac{i \cdot i' \cdot ds \cdot ds'}{r^2}\sqrt{1 - \sin^2\theta \cdot \sin^2\theta' \cdot \sin^2\omega}.$$

La direction de cette résultante se déduit d'ailleurs facilement de ces formules.

A remarquer que les actions mutuelles, relatives à deux éléments de courants, sont égales, parallèles, de sens contraire, mais ne s'exercent pas suivant la droite qui joint les deux éléments.

Si les deux éléments ds, ds' sont dans un même plan ($\omega = 0$), il

reste :

$$R = \frac{ii'ds \cdot ds'}{r^2}.$$

Dans ce cas, la grandeur de l'action exercée entre deux éléments ds, ds', est indépendante des angles θ et θ'. Au contraire, la direction de cette action en dépend; jusqu'alors on a $\frac{V}{H} = -\operatorname{cotg}(\theta + \theta')$. C'est le contraire de ce qui se produit avec la formule d'Ampère.

« Quel est le plus naturel, demande l'auteur, de supposer que l'action exercée change en direction seulement, ou change en grandeur seulement, quand on fait uniquement varier les angles θ et θ'? » — L'auteur croit que la réponse ne peut être douteuse.

Le mémoire se termine par des applications simples des formules précédentes aux cas de courants rectilignes limités. Les résultats ainsi obtenus sont comparés à ceux que donne la formule d'Ampère. L'auteur cherche à établir que les premiers sont plus simples et plus naturels que les seconds, dont quelques-uns constituent, à ses yeux, de véritables anomalies.

Cela posé, l'auteur étudie le cas particulier de l'action d'un courant fermé, fixe, Q, de forme carrée, sur un petit courant mobile q, de forme carrée, suspendu au centre du premier, et mobile autour d'un axe vertical, passant par les milieux de deux côtés opposés horizontaux.

On voit, par de simples considérations de symétrie, et en supposant que les dimensions du second circuit sont négligeables par rapport à celles du premier, que les actions exercées sur les côtés horizontaux h et h' du petit carré se détruisent deux à deux, quelle que soit la loi supposée; et que le moment de rotation ne peut dépendre que des actions exercées sur les côtés verticaux v et v' du petit circuit :

1° Par les côtés verticaux V et V' du grand circuit;

2° Par les côtés horizontaux H et H' du même circuit.

Désignons les premières par V; les secondes par H. On aurait, avec les notations employées dans l'analyse du mémoire précédent, et en supposant satisfaites [1] les conditions (1), (2), (3) :

$$\frac{V}{H} = \frac{b+1}{c+1},$$

[1] Un calcul facile montre que, dans l'hypothèse d'un potentiel électrodyna-

c'est-à-dire $V = H$, dans le cas de la loi proposée par l'auteur ($b = c = 1$) et $V = 3H$, dans le cas de la loi d'Ampère ($c = o$, $b = 2$). Si donc l'expérience permettait d'observer séparément les quantités V et H, on en déduirait les valeurs de b et c qu'il conviendrait de choisir (puisque $b + c = 2$).

L'auteur ne croit pas qu'il soit impossible de faire ce départ. Il imagine une grande galerie, de profil rectangulaire (hauteur, 3mètres; largeur, 2 mètres), percée à travers une colline, dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique. Un conducteur C, rectiligne, placé à $1^m,50$ au-dessus du sol de la galerie, traverserait normalement les deux parois verticales opposées, que l'on suppose rendues parfaitement conductrices. Ce conducteur serait coupé en son milieu; et les deux tronçons, isolés l'un de l'autre, seraient reliés aux deux pôles d'une pile éloignée, à l'aide de deux fils contigus, mais isolés l'un de l'autre.

1° On observerait d'abord l'action de ce conducteur sur une petite aiguille aimantée de déclinaison, placée à 1 mètre au-dessus du conducteur. Si le couple observé est le quart de celui que donnerait sur la même aiguille un circuit carré complet, Q, de 2 mètres de côté, et de même intensité de courant, notre conducteur peut être considéré pratiquement comme traversé par un courant limité de 2 mètres de longueur, et permet de résoudre immédiatement la question;

2° Si, au contraire, la fermeture du circuit par le sol n'est pas satisfaisante, la loi spéciale, proposée par l'auteur, exigerait que l'on eût encore $H = V$, c'est-à-dire que l'action exercée par le conducteur C restât la même sur un petit circuit mobile q, que la rotation se fît autour d'un axe parallèle ou autour d'un axe perpendiculaire au conducteur C;

3° Si la fermeture par le sol n'était pas satisfaisante et si la loi proposée par l'auteur devait être rejetée, on augmenterait dans un très grand rapport la longueur du fil conducteur (100 mètres par

mique élémentaire, la formule générale d'Helmholtz

$$\varphi = ii'ds \,.\, ds' \left(\frac{1+K}{2} \cdot \frac{\cos \varepsilon}{r^2} + \frac{1-K}{2} \cdot \frac{\cos\theta \,.\, \cos\theta'}{r^2}\right)$$

(Voir POINCARÉ, *Électr. et Opt.*, t. II, p. 50) conduirait à :

$$\frac{V}{H} = \frac{K+3}{K-1}.$$

exemple). Le dispositif restant géométriquement semblable à lui-même, une même valeur des intensités de courant conserverait la même valeur aux actions électrodynamiques principales exercées par le conducteur, tandis que les perturbations, provenant des extrémités, seraient considérablement réduites. Le petit courant q serait successivement mobile autour d'un axe horizontal, puis autour d'un axe vertical; et on aurait, en désignant par α et α' les déviations observées, sous l'action simultanée du courant et de la terre :

$$\frac{\tang \alpha}{\tang \alpha'} = \frac{b+1}{Z} : \frac{c+1}{H},$$

Z et H étant les composantes verticale et horizontale du magnétisme terrestre.

La question serait donc encore résolue.

F. Carré.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXVIII, n° 5; 1899.

Albert NEUGSCHWENDER. — Eine neue Methode, elecktrische Wellen nachzuweisen (Nouvelle méthode pour déceler les ondes électriques). — P. 92.

Les ondulations électriques ont la propriété d'augmenter dans des proportions énormes la résistance d'une mince couche de liquide.

Sur une fente de 20 millimètres de long et d'une largeur de 1/3 de millimètre pratiquée dans du verre, on étend une mince couche d'eau en y envoyant son haleine; la résistance de la couche liquide est de 40 ohms environ; si on excite au voisinage des ondulations électriques, la résistance devient de 80 à 90.000 ohms.

La variation de résistance est d'autant plus faible que la couche d'eau condensée est plus épaisse; elle se produit aussi bien, que la fente soit traversée par un courant continu ou non.

Il a été démontré, dans des recherches antérieures, qu'en chauffant la fente ainsi rendue conductrice, on ne lui fait pas perdre sa conductibilité. Sous l'influence des ondulations, la résistance augmente brusquement pour se rétablir après le passage des ondes.

Les sels métalliques fondus jouent le même rôle que les solutions salines, ce qui explique l'action de la chaleur.

Ce phénomène ne se produit qu'avec les sels, parmi lesquels

l'électrolyse met le métal en liberté ; les sels alcalins ne donnent rien.

Le microscope permet de pénétrer le mécanisme du phénomène. Si on couvre de buée une fente à surfaces argentées et qu'on la fasse traverser par le courant, l'électrolyse produit des arborescences sur la cathode, et on comprend ainsi la diminution de résistance, puisque la couche d'électrolyte est remplacée en partie par des filaments métalliques. On comprend pour la même raison que les solutions, ne mettant pas de métal en liberté, ne peuvent diminuer de résistance.

Quand les arborescences sont détruites, la bonne conductibilité de la fente cesse ; les ondulations électriques produisent cet effet.

Lorsqu'on produit des vibrations électriques, l'espace qui entoure les extrémités de l'arborescence et la surface anode s'illuminent d'un jaune vert intensif ; en même temps les petites branches se brisent aux endroits les moins épais, et ceci correspond à une augmentation brusque de résistance signalée par le galvanomètre.

Si on supprime l'action des ondes et que l'on rétablisse le courant, une nouvelle arborescence se produit et se soude aux filaments rompus de la précédente, et la conductibilité se rétablit.

Si la couche liquide est très mince, les phénomènes lumineux prennent la forme d'étincelles.

Si la couche est épaisse, les petits filaments s'orientent dans le sens des lignes de flux.

Pour les sels fondus, on ne peut faire les mêmes observations au microscope ; on l'attribue à un défaut de fluidité.

En résumé, les ondes électriques modifient la résistance d'une couche mince d'électrolyte par ce fait qu'elles dérangent et détruisent les arborescences produites par l'électrolyse et qui rendaient la couche bonne conductrice. Ce dérangement se produirait par des étincelles ou par des mouvements.

R. SWYNGEDAUW.

T. LXVIII, n° 6 ; 1899.

H.-TH. SIMON. — Das Wirkungsgesetz des Wehnelt-Unterbrechers (Loi de l'action de l'interrupteur Wehnelt). — P. 273-293.

L'auteur s'est proposé de fixer la loi numérique de l'interrupteur ; à cet effet, il interprète les faits observés, en s'appuyant sur les

expériences antérieures et les idées de Richarz [1] sur la résistance au passage de petites électrodes de platine, ce qui le conduit à une formule qu'il discute ensuite et soumet au contrôle de ses mesures; ces dernières portent sur la fréquence des interruptions obtenues avec l'appareil Wehnelt fonctionnant dans les conditions expérimentales les plus variées [2].

M. Simon, laissant de côté l'action électrolytique du courant, attribue à son action calorifique seule l'effet d'interruption, et voici, en résumé, comment il s'explique d'abord ce qui se passe :

Le courant, une fois fermé par l'interrupteur, croît assez lentement à cause de la self-induction ; il ne rencontre de résistance notable qu'à la surface du fil de platine, de sorte que c'est à cet endroit même que se localise l'échauffement Joule. — La température y croît alors rapidement, jusqu'à ce qu'enfin s'y produise l'ébullition du liquide et par là une interruption brusque du courant. Le phénomène lumineux observé sur l'anode est dû à l'extra-courant de rupture, attendu qu'il disparaît pour une self-induction trop faible. Puis, le courant une fois interrompu, intervient un refroidissement, la vapeur se condense, le courant est de nouveau fermé, et ainsi de suite.

M. Simon écrit alors que la résistance est simplement inversement proportionnelle à la surface ω de l'anode de platine, que l'intensité du courant croît jusqu'à déterminer l'ébullition (et pour cela, il suffit d'admettre que l'ébullition a lieu dès qu'une certaine quantité de chaleur constante a été degagée), enfin que le temps nécessaire pour le refroidissement complet est une constante pour un même appareil.

C'est ainsi qu'il obtient, pour représenter la période d'interruption T, une formule qu'on peut écrire simplement :

$$(1) \qquad T = AL\omega + \frac{B}{\omega E^2} + C,$$

L désignant la self-induction ; ω, la surface de l'anode ; E, la tension employée ; A, B et C, trois constantes pour un appareil donné.

Cette relation traduit qualitativement les propriétés caractéristiques de l'interrupteur, à savoir que la fréquence d'interruption varie dans

(1) RICHARZ, *Wied. Ann.*, 1890, 1892 et 1897 ; — Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 298 ; 1898.

(2) La mesure de la période d'interruption se fait, en comptant par un procédé d'inscription photographique le nombre d'étincelles éclatant par seconde aux extrémités du secondaire.

le même sens que la tension, et en sens contraire de la self-induction.

L'intensité efficace du courant (c'est-à-dire mesurée au moyen d'un ampèremètre à fil chaud, par exemple) se présente elle-même sous la forme

$$(2) \qquad J = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{K}{T \cdot \omega}}.$$

K étant une nouvelle constante.

Ici encore il y a accord entre cette relation et l'expérience en ce qui concerne le sens de la variation de J avec ω, L, E.

Enfin M. Simon a vérifié que la formule (1) représente quantitativement les observations avec beaucoup d'exactitude, en ce qui concerne la variation de la période T avec la tension E.

Reste une grosse difficulté. La théorie précédente est incapable, à elle seule, de nous faire savoir pourquoi l'interrupteur ne fonctionne bien qu'à condition que la petite électrode soit anode.

M. Simon pense que c'est ici, et ici seulement, qu'il faut faire intervenir une influence de l'électrolyse. Il émet l'opinion que, quand la petite électrode est cathode, l'hydrogène qui s'y dégage trouble le phénomène d'interruption par suite d'effets particuliers tels que l'absorption de ce gaz par le platine, par exemple. Mais il n'y a là qu'une ébauche d'explication.

H. BAGARD.

F. HIMSTEDT. — Ueber Spitzenentladung bei Hochfrequentzstromen (Sur la décharge par les pointes avec les courants à haute fréquence). — P. 294.

On a démontré précédemment [1] que, si on fait communiquer une pointe avec l'un des pôles du secondaire d'un transformateur de Tesla, un disque métallique isolé placé en face de cette pointe se charge toujours positivement, quel que soit le sens du courant primaire. On étend l'étude de ce phénomène.

On démontre d'abord que ce phénomène dépend de la dissymétrie du secondaire. Le signe de la charge prise par le disque dépend de la distance du disque à la pointe; la charge est positive pour les distances inférieures à une certaine limite; elle est négative pour les distances supérieures.

---

(1) *Wied. Ann*, t. LII, p. 473; 1894.

On explique ce fait en disant que l'électricité négative se propage plus facilement, plus loin dans l'air, que l'électricité positive. Cette opinion est confirmée, par des expériences statiques sous potentiel constant.

Les différents gaz O, Az, H, etc., ont les mêmes propriétés générales, mais pour l'hydrogène les distances auxquelles on obtient des charges négatives sont beaucoup plus faibles que pour l'oxygène.

R. Swyngedauw.

W. DONLE. — Versuche zur Ermittelung der Grossenordnung der in Radiometern auftretenden Drucke (Recherches sur la détermination de l'ordre de grandeur de la pression dans le radiomètre). — P. 306.

On mesure directement la pression produite sur l'ailette d'un radiomètre sous l'influence de diverses sources de lumière, par la torsion d'un bifilaire.

A 50 centimètres de distance, normalement à l'ailette, la bougie Hefner exerce une pression de 7.10^{-5} à 8.10^{-5} dynes par centimètre carré; la lampe Argand, 70.10^{-5} à 80.10^{-5} dynes par centimètre carré; le bec Auer, 40.10^{-5} à 50.10^{-5} dynes par centimètre carré.

On n'a pu déceler une action des rayons Röntgen.

R. Swyngedauw.

C. LIEBENOW. — Zur Thermodynamik der Thermoketten (Pour la thermodynamique des piles thermoélectriques). — P. 316-324.

On sait que Clausius, lord Kelvin, L. Boltzmann ont donné des théories thermodynamiques des phénomènes thermoélectriques. Ils ont considéré les forces électromotrices thermoélectriques comme des forces de contact et n'ont fait jouer aucun rôle à la conduction de la chaleur, ou alors un rôle tout à fait secondaire (Boltzmann).

M. Liebenow part, au contraire, de cette hypothèse que c'est l'effort de la chaleur, pour passer par *conduction* d'une température à une autre plus basse, qui fait naître les forces thermoélectriques. Il admet ensuite qu'à tout courant électrique est lié forcément un courant calorifique, de telle sorte que la chaleur peut être contrainte, par un courant produit par une force électromotrice extérieure, à se mouvoir dans une direction opposée à celle de la chute de température.

Il parvient ainsi à des expressions numériques des forces thermo-

électriques, des effets Peltier et Thomson, qui concordent avec les résultats de l'expérience, au moins quant à l'ordre de grandeur.

Pour établir ses équations, M. Liebenow considère une barre métallique de section uniforme et suppose qu'on maintienne une différence de température constante entre les extrémités. Il admet que, dans ces conditions, il naît une force électromotrice qui ne dépend que de la nature du métal et des températures absolues. Par application du second principe de la thermodynamique, il calcule la valeur maximum que peut admettre cette force électromotrice et arrive à la relation :

$$\frac{dE}{dT} = \pm 2{,}04 \sqrt{\frac{RL}{T}}, \tag{1}$$

en appelant E la force électromotrice évaluée en volts, T la température absolue, R la résistance spécifique, et L la conductibilité calorifique.

Cette première relation permet d'évaluer la force électromotrice d'un couple, par exemple du couple fer-cuivre, et la valeur obtenue coïncide très sensiblement avec celle observée ; on arrive même à prévoir par ce calcul l'existence du point neutre.

D'après cette théorie, la force électromotrice prenant ainsi naissance dans une barre conductrice, par le fait d'un échauffement inégal, est dirigée en sens contraire du courant calorifique pour les métaux et dans le sens de ce courant pour les corps conducteurs non métalliques, comme le sélénium et le tellure ; autrement dit, une barre inégalement échauffée est électrisée positivement à son extrémité la plus chaude, dans le cas d'un métal, négativement dans le cas d'un corps non métallique.

En partant de sa seconde hypothèse, M. Liebenow arrive facilement à formuler l'effet Peltier. Il trouve d'abord pour expression de la quantité de chaleur (en petites calories) transportée par seconde à travers une section quelconque par un courant de i ampères :

$$q = \pm 0{,}24 \,.\, iT \frac{dE}{dT}.$$

Ici, c'est le signe — qu'il faut prendre pour les métaux, et le signe + pour le tellure et le sélénium ; autrement dit, la chaleur se meut en sens contraire du courant dans les métaux, dans le sens même du courant dans ces autres corps.

Si, en un point où la température est T, aboutissent plusieurs conducteurs métalliques sur lesquels se ramifie un courant électrique, on aura comme quantité de chaleur dégagée par seconde :

$$\Delta q = -0{,}24 T \Sigma i \frac{dE}{dT}.$$

En calculant ainsi les effets Peltier pour des couples de métaux étudiés par Jahn, l'auteur obtient une concordance remarquable entre les valeurs calculées et les valeurs observées.

Enfin la théorie fait prévoir aussi l'effet Thomson. Elle indique qu'il se produit quand $\frac{dE}{dT}$ varie avec la température et qu'il est alors absolument analogue à l'effet Peltier ; de sorte que, dans une portion du conducteur métallique comprise entre deux sections présentant la différence de température dT, on a pour expression de la chaleur dégagée par seconde :

$$dq = -0{,}24 \,.\, iT \frac{d^2E}{dT^2} dT.$$

Si l'on applique ce calcul à l'antimoine, on trouve pour :

$$dT = 1^{\circ}, \qquad dq = 0{,}000000012 \,.\, iT,$$

alors que Battelli a trouvé :

$$dq = 0{,}000000107 \,.\, iT.$$

Le calcul indique, d'ailleurs, un écoulement de la chaleur en sens contraire du courant électrique.

Enfin M. Liebenow termine son mémoire par une extension de cette théorie aux mauvais conducteurs, auxquels il applique aussi la relation (1). Ici R devient extrêmement grand, donc il doit naître des forces électromotrices thermoélectriques très considérables, et, en effet, on observe des forces électromotrices déjà relativement élevées pour le sélénium et le tellure, beaucoup de cristaux, puis, chez d'autres cristaux, comme la tourmaline, qui est un bon isolant, le phénomène de la pyroélectricité qui rentre ainsi dans le cas général, mais avec des différences de potentiel très élevées.

L'électrisation par frottement elle-même trouve aussi son explication dans cette théorie fort intéressante.

H. BAGARD.

STEFAN MEYER. — Ueber die magnetischen Eigenschaften der Elemente (Sur les propriétés magnétiques des corps simples). — P. 325.

Résultats de mesures effectuées par la méthode de la balance, c'est-à-dire en équilibrant au moyen de poids placés dans l'un des plateaux l'action du champ d'un électro-aimant sur le corps à étudier suspendu à l'autre plateau. Les corps étaient soit en petits barreaux, soit en poudre, tassée alors dans un tube de verre.

Voici les résultats obtenus, les nombres étant les valeurs de $k.10^6$:

1° *Corps en petits barreaux.*

Carbone, — 2,49 ; Graphite de Ceylan, — 8,97 ; Graphite de Sibérie, — 7,3 ; Anthracite, + 0,39 ; Titane, + 9,52 ; Cuivre, — 0,66 ; Molybdène, + 2,15 ; Argent, — 1,3 ; Cadmium, — 1,16 ; Zinc, + 0,256 ; Antimoine, — 33,1 ; Tellure, — 0,6 ; Tantale, + 58 ; Tungstène, + 10,5 ; Uranium, + 16,3.

2° *Corps en poudre.*

Glucinium, + 33,8 ; Bore, + 2,2 ; Silicium cristallisé, + 0,36 ; Silicium amorphe, + 0,30 ; Titane, + 18,45 ; Vanadium, + 1,56 ; Sélénium, — 0,06 ; Yttrium, + 26,7 ; Zirconium, — 0,175 ; Niobium, + 5,9 ; Antimoine, — 2,28 ; Lanthane, + 111,9 ; Cerium, + 182,2 ; Didyme, + 121,4 ; Erbium, + 230,8 ; Osmium, + 0,62 ; Bismuth, — 5,25 ; Thorium, + 81.

3° *Corps examinés seulement qualitativement.*

Diamagnétiques : Thallium, Germanium.
Paramagnétiques : Ruthénium, Rhodium, Iridium.
Indifférent : Indium.

CH. MAURAIN.

VON LANG. — Ueber transversale Töne von Kautschukfäden (Sur les vibrations transversales des fils de caoutchouc). — P. 335.

Lorsqu'on tend progressivement un fil de caoutchouc, le son émis, lorsqu'on le fait vibrer transversalement, devient de plus en plus aigu ; mais les nombres de vibrations des sons obtenus ne sont pas ceux qu'on calculerait d'après la formule classique :

$$N = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{Mg}{lm}},$$

dans laquelle M représente la masse du poids tenseur, l la lon-

gueur, et m la masse du fil. L'auteur montre d'abord qu'il faut, après avoir mis une surcharge, attendre longtemps pour obtenir un son constant. Les nombres de vibrations peuvent être représentés assez exactement par la formule :

$$N = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g}{m} \cdot \frac{M + a}{l + b}},$$

a et b étant des constantes pour un fil donné.

Il semble qu'une partie de l'écart observé entre les nombres trouvés et ceux que donne la formule générale puisse être due à l'incertitude des points de serrage aux deux extrémités.

CH. MAURAIN.

C. BENDER. — Brechungsexponenten reinen Wassers (Sur l'indice de l'eau). — P. 343.

L'auteur mesure l'indice au moyen de l'appareil de Pulfrich, en prenant de grandes précautions pour rendre la température bien uniforme. Les résultats obtenus lui semblent rendre nécessaires un terme en t et un en t^2, pour représenter l'influence de la température, et il est conduit, pour les indices correspondant aux raies H_α, H_β, H_γ aux valeurs :

$$H_\alpha = 1,33230004 - 0,0001129 \frac{t}{5} - 0,0000419 \left(\frac{t}{5}\right)^2 \qquad (10° - 40°)$$

$$H_\beta = 1,3382118 - 0,0001129 \frac{t}{5} - 0,0000419 \left(\frac{t}{5}\right)^2 \qquad (10° - 40°)$$

$$H_\gamma = 1,3514389 - 0,0001129 \frac{t}{5} - 0,0000419 \left(\frac{t}{5}\right)^2 \qquad (10° - 40°)$$

L'eau aérée et l'eau privée d'air conduisent très sensiblement aux mêmes résultats. La dispersion mesurée par $H_\gamma - H_\alpha$ paraît décroître très peu quand la température croît ; on trouve en effet :

t	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°
$H_\gamma - H_\alpha$	0,00924	925	918	909	905	910	906

W. VOIGT. — Weiteres zur Theorie des Zeemann effectes (Sur la théorie de l'effet Zeeman). — P. 452-494.

Poursuivant ses recherches sur le phénomène de Zeeman (1), M. Voigt se propose aujourd'hui de rendre compte des écarts présentés par de nombreuses raies avec le mode de changement magnétique qui constitue le *triplet normal* de Zeeman. Les écarts dont il s'agit, découverts par MM. Cornu, Preston, H. Becquerel et Deslandres, consistent en ce que les vibrations de Fresnel parallèles aux lignes de force, dans l'observation faite suivant l'équateur de l'électro-aimant, ne donnent plus une raie unique, occupant la place de la raie primitive, mais un doublet. Ce doublet peut être plus écarté que celui formé par des vibrations perpendiculaires.

On sait que M. Voigt a cherché à rendre compte du triplet normal par une extension des équations de Hertz, où il introduit des termes supplémentaires correspondant à des vecteurs particuliers. C'est encore de la même manière qu'il retrouve par ses calculs les nouveaux résultats expérimentaux. Mais, cette fois, les nouveaux vecteurs introduits sont choisis de telle sorte qu'ils ne peuvent avoir d'influence que sur les vibrations *électriques* parallèles aux lignes de forces.

L'intervention de ces vecteurs a sans doute un caractère artificiel, que M. Voigt reconnaît lui-même (2). De semblables calculs conduisent bien à retrouver les résultats expérimentaux, mais ils satisferont sans doute moins bien la plupart des esprits qu'une théorie en quelque sorte *représentative*. L'auteur estime que l'on pourrait rendre compte de l'origine des nouveaux termes introduits et trouver un modèle mécanique auquel s'appliqueraient ses calculs.

En terminant, M. Voigt reconnaît qu'effectivement les équations finales auxquelles est arrivé récemment Ketteler (3), en partant d'une théorie toute différente, sont d'accord avec ses propres résultats.

A. COTTON.

---

(1) *Wied. Ann.*, LXVII, p. 345; 1899; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 289.

(2) M. Voigt rappelle, en passant, que l'on connaissait déjà des circonstances où un champ magnétique exerce une influence sur des forces électriques dirigées suivant les lignes de force (phénomènes thermo-magnétiques étudiés par Ettingshausen et Nernst dans les *Wied. Ann.*, 1887 et 1888).

(3) *Wied. Ann.*, LXVIII, p. 125; 1899.

J. ZENNECK. — Die genaue Controle der Wechselzahl eines Wechselstromes (Contrôle exact de la fréquence d'un courant alternatif) — P. 355-368.

Procédé ingénieux et relativement simple pour apprécier la fréquence d'un courant alternatif. On produit un champ tournant au moyen de ce dernier et on dispose dans ce champ un tube à rayons cathodiques de Braun [1] avec son axe perpendiculaire au plan du champ tournant. Si le tube était excité d'une manière continue par exemple avec une machine électrostatique, la tache lumineuse décrirait sur l'écran du tube une circonférence brillante.

Mais supposons qu'on produise dans le tube des décharges isolées, à intervalles réguliers, au nombre de n par seconde. Si ce nombre n est le double ou plus généralement un multiple exact du nombre de tours par seconde du champ tournant, au lieu de la circonférence brillante, on verra sur l'écran deux ou plusieurs points brillants immobiles. Enfin la plus faible variation de la fréquence aura pour conséquence une rotation lente de ces points brillants dans un sens ou dans l'autre.

Pratiquement on excitera le tube au moyen d'une bobine d'induction munie d'un interrupteur à diapason fonctionnant bien, dont on modifiera le nombre d'oscillations jusqu'à obtenir l'immobilité des taches lumineuses. La méthode est extrêmement sensible.

H. BAGARD.

T. LXVIII, n° 7; 1899.

R. STRAUBEL. — Ueber die Elasticitätzahlen und Elasticitätsmodulen des Glases (Sur les coefficients d'élasticité et les modules d'élasticité du verre). — P. 369.

Les conclusions de ce mémoire manquent de netteté; l'auteur n'a été conduit à aucune loi générale. Il a fait avec grand soin un grand nombre de déterminations par des méthodes optiques analogues à celles qui ont été employées par M. Cornu.

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 334; 1897.

KARL-T. FISCHER. — Die geringste Dicke von Flüssigkeitshäutchen (Épaisseur minima de pellicules liquides). — P. 414.

La méthode employée par l'auteur est celle de Sohncke, qui consiste à mesurer le diamètre du disque obtenu en faisant arriver une masse très petite du liquide à étudier sur un autre liquide servant de support. Toutefois il préfère, comme liquide-support, le mercure à l'eau, et il étudie l'huile de navette, l'huile d'olives, une dissolution aqueuse de glycérine et de l'acide sulfurique étendu.

Dans ces conditions, contrairement à ce que Sohncke avait constaté sur l'eau pour des épaisseurs d'huile inférieures à 100 $\mu\mu$, la membrane liquide ne s'est jamais brisée avant d'être complètement étalée.

Ensuite elle se rompt, au bout d'un temps plus ou moins long, mais toujours d'une manière analogue. Son épaisseur minima est certainement inférieure à 5.10^{-6} millimètres.

Pour l'huile de navette, l'auteur pense que cette épaisseur doit être inférieure à $3\mu\mu$, pour la dissolution de glycérine inférieure à $2\mu\mu$, et pour l'acide sulfurique étendu inférieure à $1\mu\mu$.

Il montre que la différence des nombres trouvés par Rayleigh, Oberbeck et Röntgen avec ceux de Sohncke, doit tenir à ce qu'ils n'ont pas la même signification, et il donne une explication de la différence de ses propres résultats avec ceux du dernier auteur.

L. CHAIR.

GEORG WETZSTEIN. — Ueber Abweichungen vom Poiseuill'schen Gesetz (Sur des écarts de la loi de Poiseuille). — P. 441.

Le coefficient de frottement intérieur a été déterminé en mesurant e temps qu'une masse connue de liquide emploie pour traverser, à ıne température donnée, un tube capillaire de dimensions données ;ous une pression aussi constante que possible.

Les liquides étudiés sont : l'eau, à 15° et à 10° ; l'éther, à 10° ; et le hloroforme, à 15°.

Pour chacun de ces liquides, le coefficient η diminue quand la ›ression P augmente, et tend vers une limite. Cette variation peut e représenter avec une très bonne approximation, au moyen de la

formule :

$$\eta = \frac{b}{P} + a,$$

b et a étant des constantes qui varient avec la nature du liquide et un peu avec les dimensions de l'appareil.

L'auteur explique cette variation de η en admettant l'hypothèse d'un glissement de la couche extérieure du liquide sur les parois du tube, et il en déduit, pour le frottement extérieur λ, la valeur :

$$\lambda = \frac{4\eta_l \eta}{R(\eta_l - \eta)};$$

R étant le rayon du tube, et η_l la valeur limite de η.

L. Chair.

Heinrich WALLBOTT. — Die Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion an Quecksilber (Du changement de phase dans la réflexion de la lumière par le mercure). — P. 471-496. — Ein optischer Nachweis der zur Wand senkrechten Componente der Oberflächenspannung (Démonstration par un phénomène optique de l'existence d'une composante normale de la tension superficielle). — P. 496-500.

I. Les écarts, que l'on a relevés entre l'observation et la théorie de la réflexion métallique doivent-ils être imputés à une imperfection de cette dernière, ou bien à une sorte d'état de tension superficielle des corps, que l'expérience ne saurait éliminer, ou encore à des impuretés accidentelles que l'on peut éviter ? C'est à cette dernière interprétation que conduisent les expériences de M. Wallbott.

La méthode employée consiste à comparer, à l'aide du spectroscope, les deux séries de franges d'interférences, données, en lumière réfléchie, par une lame mince, dont la face postérieure est en contact, partie avec l'air, partie avec le mercure. On en déduit facilement les changements de phase dus à la réflexion sur le mercure.

Les expériences qui ont porté sur le mica, fraîchement préparé, sur le verre, sur le collodion parfaitement pur et sur la gélatine bien sèche, donnent des résultats conformes à la théorie. Le collodion ordinaire, le mica anciennement préparé, la gélatine plus ou moins humide, ont présenté des écarts d'autant plus notables que les conditions théoriques avaient été moins scrupuleusement observées.

II. Le même dispositif a permis de déduire, des déformations observées sur les franges, les déformations que subit, au voisinage

de la surface libre du mercure, une couche mince de gélatine, baignée par ce métal. F. CARRÉ.

CHRISTIAN BOHR. — Definition und Methode zur Bestimmung der Invasions und Evasionscoeficienten bei der Auflösung von Gasen in Flüssigkeiten. Werthe der genannten Constanten sowie der Absorptionscoefficienten der Kohlensaure bei Auflösung in Wasser und in Chlornatriumlösungen (Solubilité des gaz dans les liquides; coefficients d'*invasion* et d'*évasion*; leur définition et leur mesure: valeurs de ces constantes et du coefficient de solubilité dans le cas de l'anhydride carbonique en dissolution dans l'eau et dans les solutions aqueuses de sel marin). — P. 500-525.

L'auteur appelle coefficient d'évasion le nombre β de centimètres cubes du gaz (pris à 0° et 760 millimètres) qui, pendant une minute, s'échapperait du liquide, à travers un centimètre carré de la surface libre, en supposant que le gaz ait été primitivement dissous sous la pression atmosphérique et que le gaz dégagé soit constamment soustrait au contact du liquide.

De même, il désigne par coefficient d'invasion le nombre γ de centimètres cubes du gaz (pris à 0° et à 760 millimètres), qui, pendant une minute, pénétrerait, à travers un centimètre carré de la surface libre, à l'intérieur du liquide, purgé de gaz, sous une pression de 760 millimètres.

Si l'on représente par α le coefficient ordinaire de solubilité (loi de Henry), et si l'on admet que, pour un gaz, dissous dans un liquide, il s'établisse une sorte d'équilibre mobile entre les phénomènes d'évasion et d'invasion, on doit avoir :

$$\gamma = \alpha\beta.$$

L'auteur a mesuré directement chacun des trois coefficients, α, β, γ, pour l'anhydride carbonique mis en présence de l'eau ou de solutions aqueuses de sel marin, entre 0° et 40°. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Vérification de la relation

$$\gamma = \alpha\beta;$$

2° Les variations de α et de β avec la température sont assez bien représentées par les formules :

$$\alpha = \frac{K}{T - n}, \qquad \beta = c(T - n_1),$$

K, n, c, n_1, étant des constantes absolues;

3° β diminue quand la concentration de la solution de sel marin augmente;

4° Dans le cas de solutions concentrées de sel marin, γ est sensiblement indépendant de la température. Il diminue, quand la concentration augmente.

F. Carré.

A. VOLLER et B. WALTER. — Ueber die Vorgänge im Wehnelt'schen elektrolytischen Unterbrecher (Sur ce qui se passe dans l'interrupteur Wehnelt). — P. 526-552.

Différents mémoires relatifs à cette question ont déjà été analysés ici, tout récemment. Nous ne retiendrons donc dans celui-ci que ce qui nous semble nouveau.

Les auteurs constatent que le volume du gaz recueilli à la cathode coïncide avec le volume théorique calculé d'après l'intensité du courant; ce gaz est, d'ailleurs, de l'hydrogène, avec une très faible quantité d'oxygène qui semble provenir non de l'électrolyse, mais de l'air préalablement dissous dans le liquide. La présence anormale de l'hydrogène recueilli en grande quantité à l'anode ne peut donc pas être attribuée à des oscillations du courant, puisqu'on ne retrouve nulle part ailleurs la quantité correspondante d'oxygène. L'hypothèse de ces oscillations, émise tout d'abord par MM. Spies et Wehnelt, est d'ailleurs infirmée par l'observation de la marche du courant au moyen d'oscillographes, ainsi que cela résulte des expériences de M. d'Arsonval et de M. Blondel, ou encore au moyen d'un tube de Braun, en opérant comme les auteurs.

En prenant la petite électrode comme cathode, on sait qu'on peut encore obtenir des interruptions régulières, mais que le fil de platine est très rapidement détruit. L'étincelle de rupture présentant un aspect tout différent, les auteurs l'ont étudiée au spectroscope et y ont vu, outre les raies principales du sodium et de l'hydrogène, une série de raies très brillantes, qui n'étaient autres que celles du platine. En substituant au platine d'autres métaux, ils ont observé dans les mêmes conditions des spectres « extraordinairement beaux » de Al, Ag, Cu, Zn, Fe, Pb, etc... Ce nouveau mode d'obtention de spectres métalliques permet de réaliser deux spectres avec le même appareil d'induction, en utilisant à la fois le courant primaire et le courant secondaire.

MM. Voller et Walter écartent cette idée émise par M. Wehnelt que l'élévation de la tension aux bornes de l'interrupteur serait due à un phénomène de résonance ; ils ne voient là qu'une *tension d'ouverture primaire*, se produisant d'ailleurs aux bornes de tout interrupteur et donnant naissance à l'étincelle d'ouverture (1).

Voici maintenant l'explication qu'ils donnent quant à l'interruption même : la chaleur Joule, développée par le courant, déterminerait l'ébullition du liquide, et le fil serait ainsi brusquement entouré d'une enveloppe de vapeur d'eau qui produirait l'interruption. L'incandescence du fil anode serait postérieure à la formation de cette couche de vapeur et résulterait d'une sorte d'arc électrique éclatant entre cette anode et le liquide, en vertu de la tension élevée qui existe à ce moment entre ces deux petites parties du circuit ; cette incandescence serait donc analogue à celle du charbon positif dans l'arc, seulement, ici, la présence du liquide limiterait l'élévation de température. Enfin il y aurait en même temps une électrolyse directe de la vapeur d'eau ou bien encore sa dissociation, due aux hautes températures développées sur le trajet des décharges électriques.

Il résulte de l'observation faite par les auteurs de la marche du courant primaire, au tube de Braun, qu'à partir de la fermeture ce courant croît d'abord suivant une fonction logarithmique du temps, ainsi que cela se passe pour tout autre interrupteur dans tout circuit pourvu de self-induction. Puis, après une petite oscillation, le courant conserve une valeur rigoureusement constante pendant un temps relativement long ; cette phase, qu'on ne constate pas avec les autres interrupteurs, est celle pendant laquelle le liquide est échauffé jusqu'à l'ébullition. Enfin l'interruption se produit, et le courant tombe régulièrement et vite jusqu'à zéro.

On peut reconnaître à l'interrupteur Wehnelt deux propriétés caractéristiques : 1° toutes choses égales d'ailleurs, sa consommation d'énergie est forcément beaucoup plus grande que celle des

---

(1) Selon les auteurs, on devrait abandonner l'expression d'*extra-courant*, parce qu'elle peut éveiller l'idée fausse qu'il naît à l'ouverture un *courant* particulièrement intense, alors qu'en réalité le courant décroît continuellement du commencement à la fin de l'ouverture.

Les phénomènes qu'on désigne habituellement comme des phénomènes d'extra-courant sont dus, en réalité, à la tension d'ouverture primaire (égale à $L \frac{di}{dt}$, en appelant L le coefficient de self-induction du circuit primaire et en supposant le secondaire ouvert).

anciens interrupteurs, puisqu'une partie de cette énergie est employée à porter le liquide à l'ébullition ; 2° le condensateur peut être supprimé dans le circuit primaire, parce que la tension d'ouverture primaire, qui, dans les anciens interrupteurs, donne naissance à une étincelle nuisible, remplit ici, au contraire, un rôle utile, en provoquant la décomposition de la vapeur d'eau formée et, par là, la fermeture du courant.

H. Bagard.

A. WEHNELT. — Ueber Kathodenstrahlen (Sur les rayons cathodiques). — P. 584-593.

Les opinions sont encore partagées sur la question de savoir si et comment des rayons cathodiques marchant à la rencontre l'un de l'autre s'influencent réciproquement. Suivant les uns, ces rayons se repoussent (Crookes, etc.). Suivant les autres, ils se coupent sans s'influencer ; c'est l'avis, en particulier, de Wiedemann et Ebert et de Goldstein, qui ont montré, en tout cas, que la répulsion observée par Crookes n'est pas un phénomène primaire, mais un phénomène secondaire qui procède de phénomènes de déflexion. Cependant l'opinion de Crookes a été défendue, encore tout récemment, par M. O. Lehmann (1) ; il s'appuie sur des expériences de M. Leonhard Weber et de M. Matthiessen qui, opérant avec des cathodes concaves, auraient obtenu, dans certaines conditions, des images (ombres portées) *droites* d'objets situés entre la cathode et le point de convergence sur un écran situé au-delà de celui-ci (la paroi du tube), d'où ils ont conclu que les rayons, d'abord convergents, avaient ensuite divergé sans se couper.

Or M. Wehnelt, qui a beaucoup varié ses expériences, a toujours observé des ombres portées dont le sens permettait de conclure à une intersection véritable des rayons cathodiques. Il croit que M. L. Weber s'est laissé tromper par certaines apparences des taches luminescentes sur l'écran, ou bien encore que le point de rencontre des rayons qui, comme on le sait, s'éloigne de la cathode quand la raréfaction augmente, aura pu, sans qu'il s'en doute, sortir du tube dans ses expériences.

Ces recherches ont conduit M. Wehnelt à la découverte d'une

(1) O. Lehmann, *Die elektrischen Lichterscheinungen und Entladungen*, p. 342; 1898.

nouvelle espèce de rayons cathodiques qui semble avoir échappé à ses prédécesseurs. Outre les rayons qui sont diffusés par la cathode suivant toutes les directions, il y a d'abord un faisceau de rayons K_1, sensiblement normaux à la cathode et convergents, par conséquent, si cette dernière est concave; puis en même temps que ces rayons, seuls connus jusqu'ici, il y aurait de nouveaux rayons K_2, plus difficiles à observer, leur pouvoir luminescent étant beaucoup plus faible que celui des précédents; ces nouveaux rayons sont indépendants de la courbure et de l'inclinaison de la cathode et se propagent parallèlement à l'axe du tube ou à peu près, en formant un cylindre plein ayant pour base toute la surface de l'électrode. Enfin la déviation magnétique de ces rayons K_2 est plus faible que celle des rayons K_1.

M. Wehnelt a découvert ces nouveaux rayons en observant l'ombre portée par un objet sur un écran luminescent (de craie), situé au-delà du point de convergence des rayons ordinaires K_1. Tant que l'objet est placé entre la cathode et ce point de convergence, on a une ombre renversée, donc les rayons K_1 se coupent réellement. Quand on met l'objet au point de convergence même, il ne devrait plus y avoir d'ombre portée. Or on observe dans ces conditions une ombre, *droite*, cette fois, par rapport à l'objet. Si le vide n'est pas poussé jusqu'à une forte fluorescence du verre, cette ombre est un peu plus petite que l'objet. Donc, indépendamment des rayons K_1, normaux à la cathode, il sort de celle-ci d'autres rayons K_2 très faiblement convergents. Enfin, pour un vide plus avancé, l'ombre est égale à l'objet; les rayons K_2 se propagent parallèlement à l'axe du tube.

M. Wehnelt a pu confirmer l'existence de ces rayons par différentes expériences qu'on trouvera décrites dans son mémoire. Ces nouveaux rayons suffisent à expliquer les images droites dans les cas où celles-ci ont pu être observées avec certitude.

H. Bagard.

Th. SUNDORPH. — Ueber die Ursache zu den Veränderungen der Leitungsfähigkeit eines Metallpulvers (Sur la cause des variations de conductibilité d'une poudre métallique). — P. 594-597.

Description de quelques expériences qui s'expliquent facilement dans la théorie de Lodge.

H. B.

W. VOIGT. — Ueber die Aenderung der Schwingungsform des Lichtes beim Fortschreiten in einem dispergirenden oder absorbirenden Mittel (Changement de forme de la vibration lumineuse par son passage dans un milieu dispersif ou absorbant). — P. 598-603.

— Zur Erklärung der unter gewissen Umständen eintretenden Verbreiterung und Umkehrung der Spectrallinien (Explication de l'élargissement et du renversement des raies spectrales, qui se produisent dans certaines circonstances). — P. 604-606.

M. Voigt rappelle d'abord que l'équation de propagation sous sa forme la plus simple :

$$\frac{d^2u}{dt^2} = a^2 \frac{d^2u}{dz^2}$$

(a étant constant), est la seule qui satisfasse à la condition que *toutes* les vibrations représentées par des fonctions périodiques u se propagent sans changer de forme. Dès qu'il y a des termes complémentaires correspondant à l'absorption et à la dispersion, il n'en est plus ainsi : l'onde, en se propageant, change de forme. Les ondes sonores se déforment en se propageant (expériences de Violle et Vauthier); de même, les ondes électriques le long d'un fil. MM. Picard et Poincaré ont fait une étude spéciale de « l'équation des télégraphistes », qui régit ce dernier problème. Appliquant les résultats de leur analyse à l'optique, M. Voigt montre que si, à l'entrée d'un milieu absorbant, on a une onde périodique simple correspondant à une lumière monochromatique, on aura, au bout d'une épaisseur z du milieu, outre la vibration initiale retardée de $\frac{z}{a}$ et diminuée d'amplitude dans le rapport e^{-bz}, un terme complémentaire qui peut se résoudre en une infinité de vibrations de périodes différentes (on a une intégrale qui pourrait se mettre sous forme d'une intégrale de Fourier), et qu'ainsi l'absorption a pour effet d'introduire, à côté de la lumière monochromatique incidente, une proportion plus ou moins forte de lumière blanche [1].

(1) A la vérité, on peut satisfaire à l'équation de propagation dans un milieu absorbant, — laquelle est l'équation précédente complétée par un terme en $\frac{du}{dt}$, — au moyen d'une fonction périodique simple, réduite par un facteur d'amortissement; on peut concevoir une lumière monochromatique se transmettant sans autre changement qu'une absorption partielle. Mais, s'il s'agit d'une lumière monochromatique *naturelle*, c'est-à-dire présentant de fréquents à-coups qui séparent des périodes de régime permanent, l'intégrale du terme complémentaire ne s'annulera pas.

Passant ensuite à l'explication des phénomènes d'élargissement et de renversement des raies, sur lesquels la récente expérience de Warner a ramené l'attention [1], M. Voigt remarque qu'on peut attribuer à deux causes l'élargissement des raies :

1° La traversée même du milieu absorbant, conformément à l'analyse qui précède;

2° L'influence réciproque des éléments de volume rayonnants des flammes, influence que l'auteur a étudiée dans un travail antérieur [2]. Il met en lumière un résultat qu'on peut déduire de ses formules :

Pour une faible épaisseur de flamme à la fois rayonnante et absorbante, l'émission est à peu près proportionnelle au pouvoir absorbant de chaque radiation; c'est donc la radiation absorbée par la flamme qui domine de beaucoup dans la lumière émise, et les autres disparaissent.

Pour une épaisseur infinie, au contraire, la formule contient en dénominateur le carré du coefficient d'absorption, et il en résulterait que la radiation propre à la flamme serait émise en moins grande intensité que les radiations voisines; la raie serait renversée.

B. Brunhes.

K. SCHREBER. — Die Maasse der elektrischen Grössen (La mesure des grandeurs électriques). — P. 607.

J. STARK. — Ueber die Coagulation kolloidaler Lösungen (Sur la Coagulation des dissolutions colloïdales). — P. 608.

Suivant l'auteur, la plupart des dissolutions colloïdales ne sont pas des dissolutions proprement dites, mais sont constituées par des matières excessivement fines en suspension. Cette observation résulte de l'expérience suivante : L'auteur étudiait la formation des flocons dans une dissolution rouge, bleue et violette de trisulfure d'or, dans une dissolution jaune de trisulfure d'argent et dans une dissolution de trisulfure d'arsenic; il se servait pour la coagulation d'une dissolution de chlorure de zinc. Dans les flocons qui étaient précipités de ces dissolutions par le chlorure de zinc, on observait au microscope un très grand nombre de bulles d'air circulaires apparaissant comme

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 515.
(2) *Wied. Ann.*, LXVII, p. 366; — *J. de Phys.* p. 286.

des points noirs, alors qu'à l'œil nu on n'observait rien de semblable. Sous le récipient d'une machine pneumatique, les flocons montaient à la surface au bout de quelques coups de pompe et y laissaient dégager de l'air. Quand on ajoute une dissolution bouillie de chlorure de zinc à une dissolution colloïdale bouillie, la formation des flocons se fait beaucoup plus lentement.

Les dissolutions colloïdales étudiées se composent donc, au point de vue de la formation des flocons, exactement comme les liquides tenant en suspension des matières assez grosses ; l'auteur en conclut qu'elles sont des liquides tenant en suspension des matières très fines.

L. MARCHIS.

LUDWIG FOMM. — Ueber eine neue Erscheinung bei elecktrischen Entladungen in verdünnten Gasen (Sur un nouveau phénomène accompagnant les décharges électriques dans les gaz raréfiés). — P. 620.

L'auteur prend un tube de verre de 20 centimètres de longueur, 3 centimètres de diamètre et muni d'un ajutage latéral permettant de le mettre en relation avec une pompe à mercure ; il entoure ce tube extérieurement de deux fils d'aluminium de $0^{mm},5$ de diamètre, placés à 15 centimètres l'un de l'autre et reliés aux pôles d'une bobine d'induction donnant une longueur maximum d'étincelle de 15 centimètres. Il observe alors les phénomènes suivants :

1° Après les premiers coups de pompe, se produisent les phénomènes ordinaires des tubes de Geissler ;

2° En poussant plus loin le vide, il se produit, sur la paroi interne du verre et concentriquement à chaque anneau-électrode un anneau bleu du centre duquel part de la lumière qui semble positive et qui remplit toute la section du tube ;

3° En poussant le vide encore plus loin, la lumière bleue qui se trouve sous les anneaux s'éloigne des parois du verre, se rassemble dans le plan de l'anneau vers son centre, de telle sorte qu'il se forme un double cône dont les sommets sont les centres des anneaux. Cette lumière possède les propriétés des rayons cathodiques ;

4° Si on pousse encore plus loin le vide, les rayons deviennent peu à peu invisibles et ne peuvent être décelés que par les actions de phosphorescence qu'ils produisent. En même temps il se forme des deux côtés des anneaux une bande sombre sur le verre ; à cette bande en est accolée une plus large phosphorescente ;

5° Si on place entre les anneaux une plaque métallique dirigée de telle façon qu'elle ferme presque le tube, elle se conduit comme le ferait une surface métallique de séparation dans un électrolyte. La plaque devient électrode et envoie des rayons intenses, qui partent normalement à sa surface et à partir de sa partie centrale ; ces rayons engendrent une phosphorescence active et des rayons Röntgen.

L. MARCHIS.

E. LECHER. — Einige Versuche mit dem Wehnelt-Interruptor (Quelques expériences avec l'interrupteur Wehnelt). — P. 623-628.

L'étincelle obtenue en faisant usage d'un bon interrupteur Wehnelt ressemble beaucoup à un arc électrique ; en la faisant jaillir entre deux fils fins, l'électrode positive est portée à l'incandescence sur une longueur d'environ 3 centimètres et fond une perle métallique.

Si l'on prend comme électrodes deux fils disposés dans un plan vertical et inclinés l'un par rapport à l'autre de façon à se rapprocher vers le bas, du côté de l'interruption, l'étincelle jaillit en bas, puis monte sous l'action du courant d'air chaud ; si ce courant d'air est très fort, l'étincelle est alors soufflée en haut, renaît en bas, remonte, et ainsi de suite. Cette expérience a pu être réalisée avec les décharges Tesla, mais elle est beaucoup plus brillante ici.

Si maintenant on produit un champ magnétique intense perpendiculairement au plan des deux fils précédents et à l'étincelle aussi, par conséquent, en orientant le champ de façon qu'il tende à déplacer le courant vers le haut, les voyages des étincelles, avec déchirement en haut et rétablissement en bas, sont si rapides que l'intervalle compris entre les deux fils prend l'aspect d'une large flamme. En affaiblissant progressivement l'étincelle, par augmentation de la résistance du primaire, on voit cette flamme se résoudre en un grand nombre de raies très fines, courbées vers le haut.

On peut aussi réaliser une expérience analogue, en quelque sorte, à celle de la roue de Barlow. A cet effet, les deux électrodes précédentes sont remplacées par un petit disque vertical placé sur l'axe de l'électro et un anneau de fil concentrique au disque. Avant l'excitation du champ, l'étincelle éclate entre le disque et l'anneau verticalement, en haut ; quand le champ agit, l'étincelle se met à tourner en se courbant, la partie moyenne étant en avance sur les extrémités.

On voit alors une roue lumineuse, formée de raies courbes très fines et très serrées, en rotation.

Nous ne citerons que ces deux expériences, particulièrement brillantes et appelées par là à être répétées dans les cours, parmi celles que décrit M. Lecher. Elles montrent que cette étincelle Wehnelt est très mobile dans le champ magnétique et qu'en outre on a affaire à un courant de direction bien déterminée, correspondant à l'interruption du courant primaire.

H. Bagard.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique;

7e Série, t. XVII; juin 1899.

A. Leduc. — *Quelques applications des volumes moléculaires*, p. 173.

Juillet 1899.

Berthelot et Vieille. — *Sur l'aptitude explosive de l'acétylène mélangé avec des gaz inertes*, p. 303.

Berthelot. — *Sur quelques relations entre les énergies lumineuses et les énergies chimiques, et sur les déplacements entre l'oxygène et les éléments halogènes*, p. 320.

R. Jarry. — *Recherches sur la dissociation de divers composés ammoniacaux au contact de l'eau*, p. 327.

Août 1899.

A. Leduc. — *Les chaleurs spécifiques des gaz et l'équivalent mécanique de la calorie*, p. 484.

T. XVIII, septembre 1899.

G. Gutton. — *Recherches expérimentales sur le passage des ondes électriques d'un conducteur à un autre*, p. 5.

Albert Dahms. — *Sur la congélation des mélanges d'acide acétique et d'eau*, p. 140.

L.-C. de Coppet. — *Réponse à la Note de M. Albert Dahms*, p. 142.

BOUTY (E.), Professeur à la Faculté des Sciences. — **Chaleur ; Acoustique et Optique** (Ier SUPPLÉMENT au *Cours de Physique de l'École polytechnique ;* par JAMIN et BOUTY) (*Voir* page G. II). In-8°, avec 41 figures ; 1896..... 3 fr. 50

BOUTY (E.). — **Progrès de l'électricité.** *Oscillations hertziennes, Rayons cathodiques et rayons X* (IIe SUPPLÉMENT au *Cours de Physique de l'École polytechnique ;* par JAMIN et BOUTY) (*Voir* page G. 7). In-8°, avec 45 figures et 2 planches ; 1899.. 3 fr. 50

ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ DE PARIS. — **Une excursion électro-technique en Suisse**, par les ÉLÈVES DE L'ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ ; avec une Préface de *P. Janet*, Directeur de l'École. Grand in-8°, avec 48 figures ; 1899.. 2 fr. 75.

— **Deuxième excursion électro-technique en Suisse**, par les Élèves de l'École supérieure d'Électricité. Compte rendu par M. JACQUES GUILLAUME. Grand in-8°, avec figures ; 1899.. 1 fr. 50

FLEMING (le Dr J.-A.), de l'« University College » de Londres. — **Le Laboratoire d'Électricité.** *Notes et formules.* Ouvrage traduit de l'anglais sur la 2e édition et augmenté d'un *Appendice* par J.-L. ROUTIN, ancien Élève de l'École polytechnique. In-8°, avec 20 fig. et 3 pl. ; 1898.

Broché................ 6 fr. | Cartonné toile anglaise. 7 fr. 50

JANET (Paul), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Paris, Directeur de l'École supérieure d'Électricité. — **Premiers principes d'Électricité industrielle.** *Piles. Accumulateurs. Dynamos. Transformateurs.* 3e édition. In-8°, avec 169 figures ; 1899.. 6 fr.

LOPPÉ (F.), Ingénieur des Arts et Manufactures. — **Les Transformateurs de tension à courants alternatifs.** Petit in-8° avec 49 figures ; 1896.

Broché............. 2 fr. 50 | Cartonné.............. 3 fr.

LOPPÉ (F.), Ingénieur des Arts et Manufactures. — **Accumulateurs électriques.** Petit in-8°, avec 47 figures ; 1896.

Broché............. 2 fr. 50 | Cartonné............ 3 fr.

PICOU (R.-V.), Ingénieur des Arts et Manufactures. — **La distribution de l'Électricité. Installations isolées** (2e édition). Petit in-8°, avec 28 figures ; 1897.

Broché............. 2 fr. 50 | Cartonné............ 3 fr.

PICOU (R.-V.). — **La distribution de l'Électricité. Usines centrales** (2e édition). Petit in-8°, avec 27 figures ; 1898.

Broché.............. 2 fr. 50 | Cartonné........... 3 fr.

PICOU (R.-V.). — **Canalisations électriques.** *Lignes aériennes industrielles.* Petit in-8°, avec 86 figures ; 1898.

Broché.............. 2 fr. 50 | Cartonné........... 3 fr.

RODET (J.), Ingénieur des Arts et Manufactures. — **Distribution de l'Énergie par courants polyphasés.** In-8° avec 142 figures ; 1898................ 8 fr.

WITZ (Aimé). — **Cours supérieur de manipulations de physique,** *préparatoire aux certificats d'Études supérieures et à la Licence* (ÉCOLE PRATIQUE DE PHYSIQUE). 2e édition revue et augmentée. In-8°, avec 138 figures ; 1897. 10

TABLE DES MATIÈRES.

OCTOBRE 1899.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — NOVEMBRE 1899.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

utes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

QUELQUES APPLICATIONS DES VOLUMES MOLÉCULAIRES ;

Par M. A. LEDUC.

I. — Volumes spécifiques des vapeurs.

J'ai remplacé la formule dite des gaz parfaits

(1) $$pv = RT$$

par une autre qui fait intervenir le principe d'Avogadro-Ampère comme loi limite, et qui permet de calculer aisément les diverses données thermométriques des gaz réels dans des conditions variées en s'appuyant sur les résultats d'un petit nombre d'expériences exécutées avec précision sur quelques-uns de ces gaz :

(2) $$Mpv = RT\varphi :$$

φ désigne le *volume moléculaire* relatif, par rapport au gaz parfait fictif, d'un gaz dont la masse moléculaire est M dans les conditions p et T.

Il résulte de mes expériences que, si l'on adopte pour l'oxygène $M = 32$ et si l'on compte la température à partir de $-273°,2$ C., la valeur de la constante R, la même pour tous les gaz, est $R = 8313.10^4$ C. G. S.

On a d'ailleurs :

(3) $$\varphi = \frac{10^4 - y}{10^4 + (e-1)z + (e-1)^2 u},$$

y, z et u étant des fonctions empiriques de $\chi = \frac{\Theta}{T}$ (inverse de la température réduite), et e étant $\frac{1}{76}\frac{p}{\Pi}$, c'est-à-dire $\frac{1}{76}$ de la pression réduite.

J'ai montré comment on peut calculer, par exemple, les coefficients de dilatation et de compressibilité, ainsi que la densité des gaz et vapeurs par rapport à l'un d'eux, l'oxygène par exemple. En particulier les densités par rapport à l'air sont données par la formule :

$$D = \frac{1}{28,973} \cdot \frac{M}{\varphi}.$$

Les diverses densités expérimentales ayant été obtenues à 0°

($\chi \leqq 1,57$) et la compressibilité ayant été étudiée à 16°, entre 1 et 2 atmosphères ($\chi \leqq 1,48$, et e compris le plus souvent entre 1 et 2), je me suis proposé d'examiner d'abord jusqu'à quel point les formules pouvaient être extrapolées.

Isopentane. — Je me suis adressé à l'*isopentane*, étudié avec un soin tout particulier par MM. S. Young et Thomas ([1]) et qui a fourni des résultats d'une grande netteté.

Les données critiques de ce corps sont, d'après ces auteurs,

$$\theta = 187^{\circ},8 \qquad \text{et} \qquad \Pi = 32^{\text{atm}},92.$$

J'ai admis qu'il appartenait à la série normale, ce que justifient complètement les résultats qui vont suivre.

Voici en effet quelques nombres relatifs aux isothermes 50° et 100°. L'écart relatif du volume spécifique (observé-calculé) est exprimé en millièmes.

t	χ	p	e	V_{cal}	V_{obs}	Écart
50°	1,426	21cm,97	0,667	1257	1257	0
»	»	32 ,72	0,994	839,8	841,0	1,4
»	»	60 ,72	1,844	445,8	446,2	1
»	»	73 ,38	2,229	366,3	367,1	2,2
»	»	90 ,3	2,743	294,7	295,6	3
»	»	134 ,8	4,095	192,0	193,0	5
100°	1,235	26 ,13	0,794	1225,0	1223,5	— 1,2
»	»	50 ,13	1,523	633,9	633,3	— 1
»	»	82 ,51	2,506	381,2	380,5	— 1,8
»	»	86 ,0	2,612	365,2	365,0	— 0,6
»	»	146 ,2	4,441	210,3	210,4	+ 0,5
»	»	212 ,0	6,440	140,8	142,1	+ 9

Les écarts supérieurs à 1 millième sont très fréquents dans les tableaux d'expérience. On ne conçoit guère qu'il en soit autrement, vu la petitesse des volumes observés ([2]).

Les deux seuls écarts du tableau ci-dessus qui méritent de fixer l'attention sont donc les derniers de chaque série.

Les nombres expérimentaux de la première série paraissent présenter une erreur systématique d'un millième environ dans un sens, et ceux de la deuxième une erreur égale en sens contraire entre les

([1]) *Proceedings of the Roy. Soc. of London*, 1894-1895, p. 634 et 663.

([2]) Le poids de matière employé était ici de 37 milligrammes; l'erreur relative de la pesée atteint aisément plusieurs millièmes.

limites de mes expériences antérieures ($1 < e < 2$), sur les anhydrides sulfureux et carbonique, par exemple, pour lesquelles les valeurs de χ étaient très voisines de celles dont il s'agit ici.

On voit que l'erreur sur v, et par suite sur φ, n'atteint plusieurs millièmes que pour $e > 3$ dans le premier cas et pour $e > 5$ dans le deuxième (1).

Ce résultat paraîtra sans doute intéressant, si l'on pense aux soins méticuleux dont il faut s'entourer pour atteindre expérimentalement la même précision.

Éther. — J'ai appliqué ensuite les mêmes formules à l'éther, qui appartient notoirement à la série normale, et dont les données critiques sont voisines de celles de l'isopentane. J'extrais quelques nombres des tableaux de MM. W. Ramsay et S. Young, relatifs aux isothermes 50° et 100° (2).

t	p	v_{cal}	v_{obs}	Écart
50°	90cm	288,2	286,3	— 6,6
»	100	257,9	256,4	— 5,8
»	110	233,1	231,7	— 6,0
»	120	212,3	211,0	— 6,1
»	127,6	198,8	196,9	— 9,5
100°	289,3	97,38	97,51	+ 1,1
»	297,8	94,21	94,63	4,3
»	354,6	77,01	77,34	5,5
»	394,6	67,68	68,56	13

L'écart des premiers nombres ne saurait être imputé aux formules, puisqu'il est en sens contraire de celui présenté par l'isopentane dans les mêmes conditions. Il faut remarquer que, le volume occupé par la vapeur d'éther dans le piézomètre n'étant que de $0^{cmc},7$ à $1^{cmc},1$, il suffit, pour expliquer cet écart anormal, d'admettre une erreur de $0^{mgr},3$ sur la pesée.

Le dernier nombre, obtenu au voisinage de la liquéfaction, présente un écart supplémentaire de quelques millièmes qui peut être attribué à une liquéfaction partielle au contact des parois, variable

(1) Cela revient à dire que notre formule de compressibilité conviendrait assez bien à SO^2 à 20° jusque vers 3 atmosphères, et à CO^2, un peu au-dessous de 0° jusque vers 5 atmosphères.

(2) *Philosoph. Trans.*, vol. CLXXVIII, p. 77 et 85; 1887.— Les premiers nombres sont relevés par les auteurs sur l'isotherme (50°). L'écart des nombres expérimentaux par rapport à la courbe reste inférieur à deux millièmes.

d'une expérience à l'autre, ainsi que le montrent les tableaux, suivant que l'équilibre de température est plus ou moins bien établi.

En ce qui concerne la deuxième partie du tableau, si l'on se reporte encore aux expériences relatives à l'isopentane, on constate que l'écart est bien dans le sens convenable, mais évidemment trop faible. Peut-être conviendrait-il d'y ajouter 6 millièmes environ en raison de ce qui précède.

Quoi qu'il en soit, notons que, pour $e = 8$ ($p = 285$ centimètres), l'erreur n'atteint pas 1 0/0. Elle se montre d'ailleurs de plus en plus faible, pour une même valeur de e, à mesure que la température s'élève.

II. — Vapeurs saturantes.

Expériences de M. Pérot[1]. — Les méthodes imaginées par M. Pérot pour déterminer les volumes spécifiques des vapeurs saturantes m'ayant paru aussi sûres qu'élégantes, j'ai calculé quelques-uns de ses nombres. J'en citerai trois seulement.

1° *Vapeur d'éther à* 31°,7. — D'après M. Pérot, la force élastique maxima de la vapeur d'éther à 31°,7 serait de 67^{cm}, et son volume spécifique $375^{cmc},1$.

L'application de mes formules donne $361^{cmc},7$ seulement.

L'écart est donc de 37 millièmes! Or les comparaisons qui précèdent montrent que, dans ces conditions ($e = 1,9$, et $\chi = 1,53$), l'erreur de mes formules ne peut pas dépasser 3 millièmes; l'erreur du nombre expérimental dépasse donc *un trentième*.

Il est bon de remarquer que l'écart dont il s'agit est en sens contraire de celui que produirait une exagération de la compressibilité au voisinage de la liquéfaction.

Quoi qu'il en soit, c'est grâce à une compensation heureuse que M. Pérot a trouvé, malgré cela, une valeur presque exacte de l'équivalent mécanique de la calorie.

2° *Sulfure de carbone*. — Le même physicien trouve que la force élastique maxima de la vapeur du sulfure de carbone à 84°,6 est $233^{cm},5$, et son volume spécifique 116,3.

Mes formules appliquées avec les données critiques $\theta = 275°,3$ et $\Pi = 76^{atm},4$ donnent 116,0. L'écart est ici très faible, dans le sens

(1) Thèse de doctorat, 1887; — *Journal de Phys.* 2e série, t. VII, p. 129; 1888.

prévu, et de grandeur convenable d'après ce qui précède ($e = 3$, $\chi = 1,53$).

Le nombre expérimental est donc approché à moins de 1 millième près si, comme je l'ai supposé implicitement, le sulfure de carbone appartient à la même série que l'anhydride carbonique, l'isopentane et l'éther (série normale), et si les données critiques ci-dessus sont à peu près exactes.

3° *Vapeur d'eau.* — La force élastique maxima de la vapeur d'eau à 99°,60 serait de 74^{cm},92, et son volume spécifique $v = 1657$ centimètres cubes.

Je trouve, en admettant que cette vapeur appartient à la série normale et en prenant pour données critiques $\theta = 365°$ et $\Pi = 200^{atm},5$, $v = 1700$ centimètres cubes. L'écart est, cette fois, de 25 millièmes, en sens contraire de celui présenté par l'éther. Il doit être attribué, à mon avis, à l'absorption par les parois de verre d'une quantité d'eau assez importante, lorsque la vapeur est saturante ou très près de la saturation. L'artifice ingénieux employé par M. Pérot pour éviter cette liquéfaction apparente ne pouvait donner le résultat qu'il en attendait si, comme je viens de le dire, le phénomène est de nature chimique.

C'est ce que montrent bien les nombres suivants, empruntés aux expériences de Regnault.

t	p	F_m	D_{cal}	D_{obs}	Écart
30°,81	3,214	3,214	0,6197	0,6470	— 42
31 ,54	3,324	3,446	0,6198	0,6279	— 13
45 ,78	3,522	7,443	0,6210	0,6200	+ 1,6
55 ,41	3,623	11,984	0,6215	0,6208	+ 1,1

Tant que la pression p est inférieure à la moitié de la force élas-que maxima (F_m), l'écart est de l'ordre des erreurs d'expériences. Il vient très grand au voisinage immédiat de la saturation.

On ne peut guère invoquer, pour expliquer ces faits, un excès de mpressibilité dans le voisinage immédiat de la saturation, que l'on a jamais rencontré dans l'étude des autres corps, pas plus qu'une lymérisation susceptible de se produire à toute température, is qui disparaîtrait pour peu qu'on élèverait celle-ci ou qu'on dimi-rait la pression.

Quelques calculs de même sorte relatifs aux expériences de Fair-rn et Tate semblent indiquer que la masse d'eau retenue par la

paroi est proportionnelle à la masse spécifique de la vapeur (saturante), quelle que soit la température, dans l'intervalle de 87° à 140°.

En résumé, il semble que la densité de la vapeur d'eau saturante ne soit connue qu'à quelques centièmes près en général (par excès). Les formules même fortement extrapolées donnent une approximation meilleure.

III. — Vapeurs anomales.

Nous dirons qu'une vapeur est anomale si les variations de sa densité, sous l'influence de la température et de la pression, ne sont point conformes à la loi des états correspondants.

Il y aura donc lieu de calculer, au moyen de mes formules, les densités D de cette vapeur, dans les conditions où elle aura été déterminée expérimentalement. Si la densité expérimentale est nettement inférieure à D, il y a dissociation [1]; il y a polymérisation dans le cas contraire.

De la comparaison des densités expérimentale et calculée, on déduit aisément le coefficient de dissociation ou de polymérisation, si l'on connaît bien les produits de la réaction. Il faut remarquer cependant que, dans le dernier cas, le calcul suppose un rapport simple entre la densité du gaz considéré et celle de son polymère.

Divers auteurs ont exécuté des calculs de ce genre, mais en remplaçant la *densité calculée* par la densité dite *théorique*, obtenue en multipliant celle de l'hydrogène par la moitié du poids moléculaire du gaz considéré. Or il est clair qu'une densité supérieure à la densité théorique ne décèle nullement la polymérisation, et l'on est souvent bien embarrassé pour dire si l'écart constaté doit, ou non, être attribué à un phénomène chimique.

Il est donc bien certain, à plus forte raison, que les résultats de semblables comparaisons ne peuvent être invoqués utilement à l'appui ou à l'encontre d'une formule établie théoriquement, puisque les nombres qui représentent les écarts peuvent être entachés d'une erreur considérable.

C'est ce que font bien ressortir les exemples suivants.

---

[1] Toutefois ce procédé d'investigation ne s'applique pas au cas où le phénomène se produit sans changement de volume (gaz formés sans contraction).

1° *Dissociation présumée du chlore aux températures élevées.* — M. V. Meyer avait annoncé que la molécule du chlore subissait une dissociation très importante aux températures élevées. Plus tard M. Crafts, tout en admettant l'existence de cette dissociation, l'a déclarée plus faible.

Le tableau suivant contient, en regard des divers nombres expérimentaux parvenus à ma connaissance, ceux que donnent mes formules, en tenant compte de ce que le chlore appartient à la troisième série.

t	D_{cal}	Friedel et Crafts	Jahn	Crafts	V. Meyer
19°,7	2,4812	2,479	»	»	»
21	2,4807	»	2,4819	2,471	»
21 ,6	2,4805	2,458	»	»	»
23	2,4800	2,475	»	»	»
100	2,4615	»	2,4685	»	2,50
200	2,4540	»	2,4515	»	»
357	2,4507	2,451	»	2,449	»
440	2,4500	2,448	»	»	»
900	2,4485	»	»	»	2,41 à 2,49
1.200	2,4484	»	»	»	2,41 à 2,45
1.400	2,4483	»	»	2,02	»

On voit que, jusqu'à 440°, la densité du chlore est normale. Il semble en être encore de même jusque vers 1000°, d'après les expériences de M. V. Meyer. Seul le nombre de M. Crafts à 1400° indiquerait une dissociation importante ; mais, malgré l'analogie du chlore avec le brome et l'iode, pour lesquels la dissociation ne paraît point douteuse, il serait téméraire de considérer celle-ci comme démontrée dans le cas du chlore par cette expérience isolée.

2° *Hypoazotide ou peroxyde d'azote.* — La variation de la densité de l'hypoazotide ne peut s'expliquer que par l'intervention d'un phénomène chimique; nous admettrons le dédoublement exprimé par la formule :

$$Az^2O^4 = 2 \, . \, AzO^2.$$

J'ai recherché, d'après les expériences de MM. Natanson, comment varie la fraction f de substance polymérisée. Mais, au lieu de comparer, comme on l'a toujours fait jusqu'ici, les densités expérimentales elles-mêmes à la densité dite théorique, j'ai d'abord dessiné (en général à grand'peine, surtout pour les faibles pressions) les courbes ayant pour abscisses les pressions, et pour ordonnées les

densités à température constante; puis j'ai comparé un certain nombre d'ordonnées (D_{obs}) prises sur ces courbes, à l'exception de celles à 151°,4 qui sont des données directes, aux densités *d calculées* comme précédemment. Une difficulté se présente ici : on ne connaît pas la pression critique du peroxyde d'azote, et sa polymérisation même empêche de savoir à quelle série il appartient. Mais on trouve que l'ensemble des résultats s'accorde bien avec cette double hypothèse : le peroxyde d'azote appartient à la série normale, et sa pression critique est de 130 atmosphères environ.

Le tableau ci-après renferme un certain nombre de densités calculées et observées (d et D_{obs}), puis la fraction f calculée au moyen de la formule :

$$f = \frac{a(D - d)}{D}.$$

J'ai conservé la quatrième décimale de d, afin de ne pas augmenter volontairement l'erreur due aux formules ; mais il est clair que cette décimale est très incertaine. Une erreur de 10 atmosphères sur la pression critique altérerait les densités à 151° de 0,0003, et l'erreur est de plus en plus grande à mesure que la température considérée est plus basse. Mais il serait illusoire de rechercher ici l'extrême précision.

t	p^{cm}	d	D_{obs}	f	ϖ	D_{cal}
— 12°,6	11,5	1,5932	2,944	0,920	0,3	»
+ 21	58	1,6030	2,724	0,823	7,5	»
73 ,7	11,5	1,5902	1,660	0,084	275	1,653
	25	1,5917	1,720	0,149		1,715
	58	1,5960	1,838	0,263		1,838
99 ,8	11,5	1,5896	1,615	0,031	1.072	1,605
	25	1,5908	1,632	0,050		1,626
	58	1,5940	1,672	0,093		1,672
	76	1,5958	1,695	0,117		1,695
151 ,4	11,5	1,5890	1,5907	inappréciable	∞	»
	47,6	1,5907	1,5882			»
	66,6	1,5923	1,5927			»

Application de la théorie de M. Gibbs. — Si l'on désigne par p_1 et p_2 les pressions attribuées à AzO^2 et à Az^2O^4 dans le mélange dont la pression totale est p, on doit avoir, à température constante :

$$\frac{p_1^2}{p_2} = \varpi,$$

ϖ étant une constante, dont la valeur est, au degré d'approximation que comporte la théorie :

$$\varpi = p\,\frac{(2d - D)^2}{d(D - d)}.$$

Cette valeur, ayant été déterminée au moyen d'un système de valeurs de d et D, on a pour les autres :

$$D = d\left[2 + \frac{\varpi}{p} - \sqrt{\frac{\varpi}{2p}\left(2 + \frac{\varpi}{2p}\right)}\right].$$

C'est ainsi qu'ont été obtenus les quelques nombres de la dernière colonne.

On voit que l'accord de ces nombres avec ceux de la quatrième colonne (D_{obs}) est très satisfaisant. Il ne faut pas perdre de vue, en effet, que la théorie fait intervenir un certain nombre d'hypothèses, plus ou moins complètement justifiées, et qu'en dehors des difficultés ordinaires de ce genre d'expériences il en est une qui tient à ce que l'équilibre de dissociation peut être assez lent à s'établir. MM. Natanson déclarent, au contraire, que la théorie de Gibbs est en désaccord avec les faits, parce que la densité observée ne tend pas vers 1,59 (densité théorique), lorsque la pression tend vers 0, quelle que soit la température.

Cette conclusion erronée tient à ce que les auteurs ont prolongé leurs courbes vers l'axe des ordonnées, au travers de constellations de points très vagues, et aussi à la considération de cette densité théorique constante, au lieu de la densité calculée d, qui dépend de la température et de la pression.

D'autre part, la valeur de ϖ serait, d'après ladite théorie, reliée à la température par la formule :

$$\log\varpi = a + b\log T + \frac{c}{T}. \qquad (5)$$

Or il ne paraît pas douteux, d'après le tableau ci-dessus, que ϖ tende vers 0 pour une température peu inférieure à celle de la glace fondante (et non pour $T = 0$), et qu'il augmente indéfiniment aux approches d'une température peu supérieure à 151°, et qui est peut-être la température critique : 171°.

Ce n'est pas ce qu'indique la formule (5). Rien n'autorise donc jusqu'ici à déclarer que la théorie de M. Gibbs est pleinement con-

firmée par les expériences de MM. Natanson, en ce qui concerne l'influence de la température.

3° *Acide acétique.* — Je terminerai par cette vapeur, qui est notoirement anomale. Je l'ai choisie parmi beaucoup d'autres, à cause des observations faites par M. Raoult, sur le coefficient isotonique des solutions acétiques très étendues. Je dirai tout de suite que j'ai trouvé pour ce coefficient la valeur 1,02 (moyenne entre des nombres compris entre 0,98 et 1,04), dont l'écart à l'unité est de l'ordre des erreurs d'expériences, conformément aux conclusions de ce savant.

J'ajouterai seulement que la fraction f définie par la formule (1) serait à 130° sous la pression atmosphérique 0,63, d'après les expériences de Cahours, et 0,62, d'après celles de Hortsmann. A la température de l'ébullition normale (118°,5), on aurait :

$$f = 0{,}72.$$

L'écart de ces deux séries d'expériences est assez important aux températures supérieures à 200° ; mais il paraît certain que la polymérisation disparaît entre 230° et la température critique 321°,5.

MÉTHODE POUR LA MISE AU POINT D'UN COLLIMATEUR;

Par M. G. LIPPMANN.

Mettre au point un collimateur, c'est amener la fente dans le plan focal de l'objectif, afin que l'image de cette fente soit rejetée à l'infini. On opère ce réglage par la méthode suivante, qui m'a paru précise. On éclaire la fente et l'on observe son image dans une lunette auxiliaire. Entre le collimateur et la lunette on intercale un *bilame*, c'est-à-dire un système de deux lames de verres à faces planes et parallèles, inclinées l'une et l'autre sur le faisceau lumineux d'environ 45°, et à peu près perpendiculaires entre elles. L'intersection des deux lames est parallèle à la fente.

Le bilame dédouble par réfraction l'image de la fente, et donne deux images écartées l'une à droite, l'autre à gauche de l'image primitive. L'intervalle linéaire entre les demi-images est constant et proportionnel à l'épaisseur du bilame ; il demeure le même, quel que soit le tirage. Donc, tant que le réglage n'est pas parfait, on voit deux images de la fente. Lorsque le réglage devient parfait, les

deux images paraissent se rapprocher jusqu'à se confondre; l'intervalle linéaire qui les sépare est demeuré constant; mais il est vu sous un angle nul, lorsque le système des deux images est rejeté à l'infini. L'opération consiste donc à faire varier le tirage jusqu'à ce que les deux images paraissent se confondre.

Si l'on savait tailler des lames de verre à faces planes et exactement parallèles, une lame unique pourrait remplacer le bilame, à condition seulement de l'intercaler sur le passage de la moitié des faisceaux lumineux. Mais on ne peut pas compter sur un parallélisme parfait; une lame de verre à faces planes est, en réalité, un prisme d'angle très petit. C'est pour cette raison qu'il convient d'employer un bilame fait de deux lames découpées dans un même disque de glace. L'intersection du plan des deux lames doit être perpendiculaire à l'arête du prisme primitif. Le plan de section devient dès lors un plan de symétrie du bilame, et l'effet de la déviation prismatique se trouve éliminé.

La précision obtenue n'est limitée que par le pouvoir séparateur de l'instrument. C'est d'ailleurs une limite qu'il serait inutile de dépasser.

SUR LES FRANGES DES LAMES MIXTES;

Par M. CH. FABRY.

1. — On observe ces franges lorsqu'on examine par transparence ın appareil à anneaux de Newton dont la lame mince, au lieu d'être ıne couche d'air continue, est formée de deux milieux différents, par :xemple une lame d'air interrompue par de nombreuses gouttes l'eau (1). Il y a interférence entre la lumière qui a traversé l'air et elle qui a passé à travers l'eau. Supposons l'incidence normale, et

(1) Divers procédés permettent d'obtenir cette lame discontinue; le suivant m'a oujours donné de bons résultats : les deux verres, bien propres, étant appliqués un sur l'autre, comme pour la production des anneaux de Newton, on présente la tranche de la lame mince une petite goutte d'eau savonneuse ou d'une soluon faible de gomme. Le liquide pénètre par capillarité, mais ne tarde pas à se iviser en gouttes, si la quantité employée est faible.

Les anneaux de lames mixtes étant beaucoup plus larges que ceux de Newton, faut employer des verres donnant des anneaux de Newton un peu étroits, ır exemple une surface plane et un verre de binocle (équiconvexe) de + 1/4 de optrie.

soit n l'indice de l'eau, e l'épaisseur de la lame; la différence de marche des deux rayons est $(n - 1)e$. Il y aura donc un système d'anneaux à centre blanc, dont les maxima pour une lumière de longueur d'onde λ seront définis par $(n - 1)\,e = \lambda$.

Telle est la théorie classique du phénomène. Elle est évidemment incomplète : deux *rayons*, issus d'un même point de la source lumineuse, et qui ont traversé la lame en deux points différents, ne peuvent se superposer, ni par suite interférer. Ils peuvent, il est vrai, se superposer par diffraction; mais ce phénomène donne lieu en général à un changement de phase, dont il est nécessaire de tenir compte. D'ailleurs, l'expérience contredit sur un point important la théorie précédente; celle-ci fait prévoir dans tous les cas un système d'anneaux à *centre blanc*. Or on peut à volonté, en modifiant simplement les conditions d'éclairement, obtenir des anneaux à centre blanc ou à centre noir, et ce sont ces derniers qui présentent les colorations les plus vives et sont de beaucoup les plus faciles à observer.

P P' A

L

O

Fig. 1.

2. — Soit (*fig.* 1) L la lame mixte, O l'œil de l'observateur, qui vise L soit directement, soit au moyen d'une loupe. Si l'on prend comme source lumineuse une large surface uniformément éclairée A (papier blanc, ou surface du ciel), il est impossible d'apercevoir les franges. Il faut, pour les rendre visibles, employer une source lumineuse d'étendue angulaire limitée, par exemple la flamme d'un bec papillon ou le globe dépoli d'une lampe électrique, placé à 1 ou 2 mètres de l'observateur. Si cette surface brillante est placée en P, de manière que l'œil puisse recevoir les rayons directs, on aperçoit des anneaux à centre blanc; les colorations sont pâles,

noyées de blanc, et l'aspect des franges est entièrement comparable à celui d'anneaux de Newton par transmission [1]. Si, au contraire, la surface éclairante est en P′, de manière que l'œil ne puisse recevoir de lumière que par diffraction, on a des anneaux à centre noir, à colorations très vives, dont le centre est complètement obscur; leur aspect est identique à celui d'anneaux de Newton par réflexion. En employant le faisceau solaire, on peut projeter sur un même écran, avec deux lentilles convenablement placées, les deux systèmes d'anneaux complémentaires.

En tenant compte de la diffraction, il est facile d'expliquer ces phénomènes.

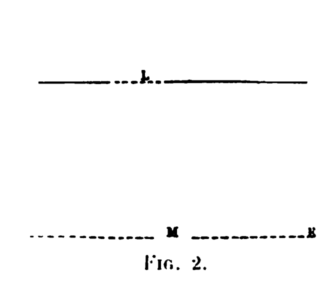


Fig. 2.

3. — Prenons d'abord le cas des anneaux à centre noir. Soit encore L la lame mixte (*fig.* 2), S un point de la source lumineuse, M un point de l'écran de projection (ou de la rétine). Entre L et M est interposé un système optique convenable, non représenté sur la figure. La lame mixte peut être considérée comme formant deux systèmes d'ouvertures *complémentaires*. Si les gouttes d'eau n'existaient pas, chacun de ces systèmes enverrait à M, par diffraction, un certain mouvement vibratoire. Puisque M est hors de la région géométriquement éclairée, ces deux mouvements vibratoires ont même amplitude et une différence de phase égale à π, en vertu du théorème des écrans complémentaires [2]. L'interposition des gouttes

---

(1) Il est cependant impossible de les confondre avec ces derniers, dont les diamètres sont beaucoup plus petits.

(2) La superposition de ces deux vibrations doit, en effet, reproduire le mouvement que l'on obtiendrait si l'ouverture L était tout entière découverte, mouvement dont l'amplitude est nulle, puisque M est dans l'ombre.

d'eau ne modifie pas les amplitudes et accroît la différence de phase de $2\pi \frac{(n-1)e}{\lambda}$. Les deux mouvements vibratoires qui se superposent en M ont donc même amplitude, et une différence de phase $2\pi \left[\frac{(n-1)e}{\lambda} + \frac{1}{2}\right]$, ce qui correspond bien à un système d'anneaux à centre noir [1] dont le centre est complètement sombre.

Les résultats ne sont en rien changés si, au lieu d'un point lumineux S, on a une surface lumineuse dont aucun point n'éclaire directement le point M.

4. — Passons au cas où la source de lumière est uniformément éclairante, et montrons qu'il est impossible d'obtenir des franges, c'est-à-dire que l'intensité lumineuse est indépendante de l'épaisseur de la lame mixte.

Supposons d'abord la source réduite à un point monochromatique S (*fig.* 2), d'intensité 1 ; soit M un point de l'écran d'observation, e l'épaisseur de la lame mixte que nous supposons d'abord uniforme. Soit I l'intensité lumineuse produite en M par le point S. La surface totale de l'écran E reçoit une quantité d'énergie $U = \int I ds$, cette intégrale étant étendue à toute la surface de l'écran. Or U est évidemment égal à la quantité d'énergie que reçoit la lame L : cette quantité est donc indépendante de l'épaisseur e.

Pour passer de ce résultat à celui que nous voulons établir, il suffit d'appliquer le principe du retour inverse des rayons, en intervertissant les rôles du point S et de l'écran E ; prenons cet écran comme source lumineuse d'éclat intrinsèque uniforme égal à ε. Une source lumineuse d'intensité 1, placée en M, produirait en S l'éclairement I ; la surface $d\omega$ entourant M peut être considérée comme une source d'intensité $\varepsilon d\omega$; elle produira en S l'éclairement $\varepsilon d\omega \times I$. L'éclairement produit en S par la source E sera donc $\int \varepsilon I d\omega = \varepsilon U$. On vient de voir que cette quantité est indépen-

[1] On a raisonné comme si la lame mixte avait une épaisseur uniforme ; cela était permis, puisqu'on projette sur la rétine ou sur l'écran d'observation une image réelle de cette lame, et que, par suite, chaque point de cet écran ne reçoit de lumière que d'une région très peu étendue de cette lame ; en d'autres termes, pour un point donné M de l'écran, tout se passe comme si la lame était réduite à une portion extrêmement peu étendue, dont on peut regarder l'épaisseur comme constante.

dante de l'épaisseur de la lame mixte. Le même résultat est évidemment applicable au cas où la surface éclairante émet de la lumière blanche, puisqu'il est vrai pour chacune des radiations simples qui la composent; il est applicable aussi, en vertu d'une remarque faite plus haut, au cas où l'épaisseur de la lame mixte est variable d'un point à l'autre; l'éclairement sera uniforme, et, par suite, les franges invisibles.

5. — Nous venons de traiter successivement le cas des anneaux à centre noir et celui où ils sont invisibles; le cas des anneaux à centre blanc se déduit immédiatement des deux précédents.

Prenons, en effet, comme source, une large surface uniformément éclairante; les anneaux seront invisibles. Supprimons dans cette source de lumière certaines parties qui n'envoyaient aucune lumière directe à l'observateur. Nous obtiendrons un phénomène complémentaire de celui que donneraient, si elles étaient seules éclairantes, les parties supprimées; or ces dernières donneraient un système d'anneaux à centre noir; ce sont donc bien des anneaux à centre blanc que l'on doit obtenir.

En résumé, si l'on tient compte des phénomènes de diffraction, l y a accord complet entre la théorie et l'expérience; le cas des ınneaux à centre noir, que la théorie élémentaire ne permettait pas l'expliquer, fournit une illustration très simple du théorème des crans complémentaires.

SUR LA VARIATION DIURNE DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE;

Par M. A.-B. CHAUVEAU.

I

Le nombre des théories relatives à l'électricité atmosphérique est nsidérable. Dans une conférence faite en 1897 à l'Institution royale la Grande-Bretagne, le professeur Schuster rappelait que, dix ans paravant, le Dr Suchsland en avait compté vingt-cinq; quatre aient vu le jour pendant la seule année 1884. On en trouverait plus trente aujourd'hui; et il ne s'agit ici que des théories émises par hommes de science véritable, dont beaucoup sont des savants ıstres. Quant aux rêveries plus ou moins bizarres, nées du spec-

tacle d'un orage et qui ont eu les honneurs de la publication, c'est par centaines qu'il faudrait les compter.

Mais, si les théories se sont multipliées, il n'en est pas de même des observations sur lesquelles ces théories devraient prendre leurs bases. Nos connaissances sont restées très vagues sur bien des points: le nombre des données précises, bien établies, est incroyablement restreint et, malgré l'initiative de quelques physiciens éminents, malgré les méthodes et les admirables instruments de mesures dont W. Thomson a doté la météorologie électrique, aucun effort véritablement sérieux n'a encore été tenté pour donner aux observations l'importance qu'elles méritent.

En fait, et dans l'état actuel de cette branche de la physique du globe, pourtant vieille de cent cinquante ans et encombrée par les hypothèses les plus diverses, il est à peu près impossible de baser sur des données expérimentales suffisantes un contrôle efficace des théories proposées.

II

Parmi ces données expérimentales encore incomplètes, il en est une qui, en raison de son caractère général, semble présenter une importance exceptionnelle. C'est la variation diurne par ciel serein. Toute théorie, pour être acceptable, doit l'expliquer; il est donc indispensable d'en connaître exactement les lois. Or cette connaissance est loin d'être acquise.

On sait que, en dehors de tout accident météorologique, tel que brouillard, pluie, etc., et par le ciel le plus pur, il existe au-dessus de la surface de la terre un champ électrique. C'est ce qu'un observateur de la fin du siècle dernier, le P. Beccaria, appelait, par opposition avec les manifestations orageuses, l'*électricité douce du temps serein*.

La différence de potentiel entre le sol et un point de l'atmosphère augmentant avec la hauteur de ce point, les lignes de force du champ sont dirigées vers la terre, ou, en d'autres termes, la surface de celle-ci est recouverte d'électricité négative.

Quant à la variation, avec l'altitude, de l'intensité du champ, c'est-à-dire de la différence de potentiel entre deux points distants de 1 mètre, par exemple, suivant une ligne de force, elle est encore assez mal connue dans les couches inférieures et jusqu'à une hauteur de

1.000 mètres environ. Au delà, il semble bien résulter de plusieurs séries de mesures, assez concordantes, faites en ballon, dans ces dernières années, par M. Börnstein, M. Baschin et M. Le Cadet, que le champ diminue à mesure qu'on s'élève. Cela revient à dire que les lignes de force qui aboutissent à la terre ont leur origine dans les régions élevées de l'atmosphère ou encore que, dans ces régions, les masses électriques positives sont prédominantes.

Tels sont les faits généraux.

D'autre part, en observant la valeur de la différence de potentiel, par beau temps, entre le sol et un point déterminé pris au-dessus de sa surface, on constate que cette quantité varie dans le cours de la journée et qu'elle est soumise, comme les éléments météorologiques, température, pression, etc., à une oscillation régulière. C'est le phénomène de la variation diurne, soupçonné, dès 1752, par Lemonnier, péniblement étudié depuis, à l'aide de mesures horaires, par un petit nombre d'observateurs, et dont la détermination n'est devenue relativement facile que par l'emploi des appareils enregistreurs.

Presque tous les physiciens qui, depuis de Saussure et Schübler, se sont occupés de la question, ont reconnu que, pour le potentiel en un point, comme pour la pression atmosphérique, l'oscillation diurne est double. Elle présente deux maxima, de six heures à huit heures du soir et de neuf heures à sept heures du matin, suivant la saison, et deux minima, moins variables, l'un vers trois heures de l'après-midi, l'autre vers quatre heures du matin.

Cependant les résultats obtenus par M. Mascart en 1879-1880, à l'aide d'un appareil enregistreur qu'il venait d'installer au collège de France, n'avaient pas paru vérifier cette loi. En se basant sur eux, M. Mascart fut même conduit à attribuer à la variation diurne une allure toute différente, traduite, dans son ensemble, par une oscillation simple, avec un minimum de jour et un maximum pendant la nuit (1). Mais les observations d'enregistreurs faites à Kew, au Parc Saint-Maur, à Lyon, à Perpignan, ont infirmé cette conclusion; toutes mettent en évidence, dans la moyenne annuelle, une oscillation double et un minimum de nuit.

Plus récemment, M. André, en discutant les moyennes fournies par six années d'observations à l'observatoire de Lyon, a cru pou-

(1) Mascart, *Sur l'électricité atmosphérique* (*C. R.*, t. XCI, p. 158).

voir conclure à l'existence de deux formes distinctes de la double oscillation diurne : l'une se produirait par vent du nord, l'autre par vent du sud, et la prédominance de l'un ou l'autre régime pendant les diverses saisons déterminerait le caractère particulier de chacune d'elles au point de vue de cette oscillation [1].

Ce résultat est intéressant; mais, d'après la forme même sous laquelle il se présente, on peut incliner à croire, tout d'abord, qu'il doit être en rapport avec la situation particulière du lieu d'observation. Il ne paraît pas, en effet, que ces deux influences distinctes du vent du nord et du vent du sud puissent être un phénomène général; on peut, en tous cas, se demander pourquoi, au même lieu, deux régimes nettement opposés, d'est et d'ouest, par exemple, ne détermineraient pas, dans la variation diurne, des modifications analogues.

Quoi qu'il en soit, en ne considérant, dans la question, que le fait général d'une relation possible entre l'allure de la variation diurne et la direction du vent dominant, nous avons vainement cherché, dans les observations du Bureau central, la confirmation du fait signalé par M. André.

L'examen des courbes obtenues dans cette dernière station, leur comparaison avec celles qui nous étaient données simultanément par l'enregistreur installé au sommet de la tour Eiffel, nous ont conduit à une interprétation différente des modifications que les influences saisonnières peuvent apporter dans la variation diurne. Il nous a paru possible d'en déduire la loi générale de ce phénomène, en dehors de toute influence secondaire et tel qu'il doit résulter de la cause générale des manifestations électriques dont notre atmosphère est le siège.

III

La série d'observations dont nous disposons au Bureau central embrasse huit années. Les observations de la tour Eiffel, commencées à la fin de 1892, ne portent que sur les mois de mai à octobre; elles s'étendent sur sept ans. Les unes et les autres ont été suivies de très près, variées autant que possible, et la concordance des résultats de chaque année donne à l'ensemble une valeur qui nous paraît incon-

---

(1) Ch. André, *Relations des phénomènes météorologiques déduites de leurs variations diurnes et annuelles*. Lyon, 1892.

testable. Les moyennes, ici, ne sont pas illusoires, car elles ne représentent que la superposition, pour ainsi dire, de variations à peu près identiques.

Les conclusions qui s'en dégagent sont les suivantes :

I. — *Il existe, dans nos régions tempérées, deux types très différents de la variation diurne* AU VOISINAGE DU SOL : *l'un correspond à la saison chaude, l'autre à la saison froide.*

Pendant l'été (*fig.* 1), un minimum très accusé se produit aux heures chaudes du jour. Il s'accentue d'autant plus que le point exploré est plus rapproché du sol, ou moins dégagé de l'influence d'arbres ou de bâtiments voisins. L'importance du minimum de nuit varie naturellement en sens inverse ; mais, sauf dans des conditions particulièrement défavorables, l'oscillation diurne est double, suivant la loi généralement admise jusqu'ici.

Pendant l'hiver (*fig.* 2), le minimum de l'après-midi s'atténue ou disparaît, tandis que le minimum de nuit se creuse davantage. Considérée dans son ensemble, *l'oscillation paraît simple*, avec un maximum de jour et un minimum dont l'heure est très sensiblement la même que celle du second minimum d'été, soit quatre heures du matin. Ce caractère remarquable de la variation d'hiver est d'autant plus net que le lieu d'observation est plus dégagé.

Cette distinction des deux régimes d'hiver et d'été au voisinage du sol est confirmée par les résultats obtenus pour la variation diurne annuelle, d'une part dans les régions équatoriales, de l'autre sous les latitudes élevées.

Ces observations sont, à la vérité, peu nombreuses ; toutefois on trouve, dans les *Annales de l'Observatoire de Batavia*, une série fort étendue (dix ans en deux groupes) dont les variations moyennes, pour chaque année, sont remarquablement concordantes. Nous reproduisons (*fig.* 3) la courbe résultant de l'ensemble des quatre années du second groupe (1890-1893) telle qu'elle résulte des nombres publiés par l'observatoire. Elle présente le type caractéristique de notre régime d'été.

Une autre indication précieuse nous est fournie par les observations de Batavia. Pour le groupe que nous avons utilisé, le collecteur était placé à 8 mètres du sol (l'écoulement d'eau, par lequel s'effectue la prise de potentiel, se produisant à 1^{m},50 environ du mur de la tourelle où se trouvait l'instrument), de telle sorte que le point exploré n'était pas dominé par les arbres de haute venue situés dans le voisi-

nage. Il en était autrement dans l'installation primitive qui a donné les observations du premier groupe. L'appareil ne se trouvait qu'à 2 mètres du sol et, sous cette influence et celle des grands arbres voisins, le minimum de la fin de la nuit se prononce à peine, tandis que celui de l'après-midi s'accentue. On obtenait ainsi, en quelque sorte, une exagération du type d'été, que nous retrouverons dans les observations du Collège de France, et qui est uniquement due aux conditions particulières de l'installation du collecteur.

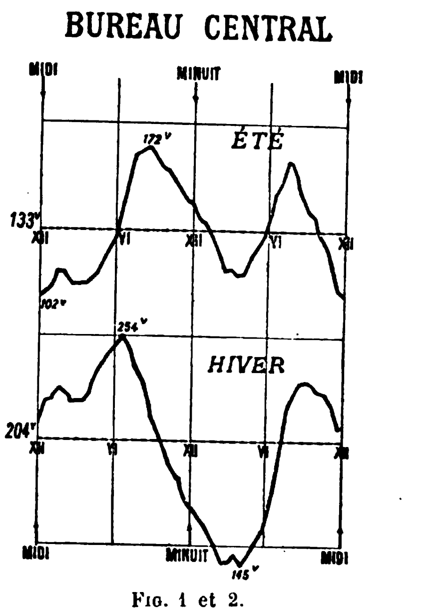


Fig. 1 et 2.

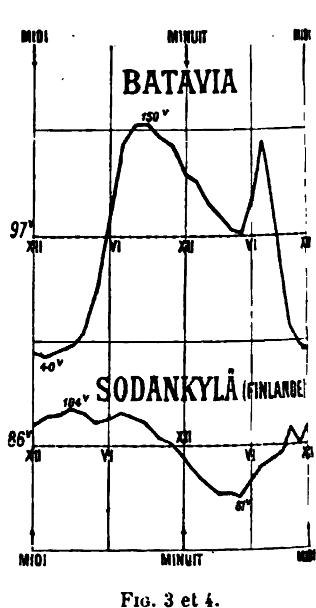


Fig. 3 et 4.

Pour les régions polaires, nous ne disposons pas de séries aussi importantes, à beaucoup près, que celle de Batavia. Les seules données utilisables nous sont fournies : 1° par une année complète d'observations horaires recueillies par la mission finlandaise dirigée par M. Lemström (1882-1883) à Sodankylä, dans le nord de la Finlande, sous la latitude de 68°; 2° par dix mois de semblables observations faites par S. A. Andrée, pendant le séjour de la mission suédoise au cap Thordsen (Spitzberg), à la latitude de 78°.

Les résultats bruts de ces deux séries, tels qu'ils ont été publiés, ne sont pas immédiatement comparables aux nôtres, non plus qu'à ceux de Batavia. On y a, en effet, introduit dans les moyennes aussi

bien les journées troublées que les journées calmes ; or la variation diurne peut être entièrement masquée par les manifestations électriques accidentelles de grande intensité qui accompagnent la pluie, la neige, etc... Nous avons dû, pour chacune de ces séries, calculer les moyennes relatives aux seules journées non troublées. La courbe de l'oscillation diurne qui résulte ainsi des observations de Sodankylä est reproduite (*fig.* 4). Les observations du cap Thordsen donnent, avec un potentiel moyen beaucoup plus faible, une variation de même type, et c'est bien notre type d'hiver.

II. — *La variation diurne au sommet de la tour Eiffel,* PENDANT L'ÉTÉ, *entièrement différente de la variation observée simultanément au Bureau central*[1], *offre la plus grande analogie avec la variation d'hiver.*

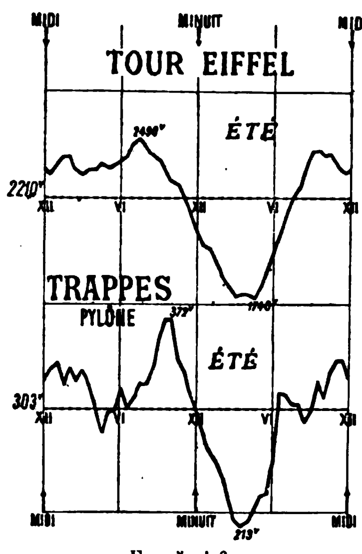


Fig. 5 et 6.

C'est là le fait capital, incontestablement établi, de notre longue série de recherches. La variation diurne n'est pas la même, pendant l'été, au voisinage du sol et à 300 mètres d'altitude. Au minimum de l'après-midi, si net à la station basse, correspond un maximum dans les régions plus élevées de l'atmosphère où le minimum de nuit sub-

(1) Le Bureau central météorologique est à quelques centaines de mètres seulement de la tour Eiffel.

siste seul, en parfaite concordance, comme heure, avec le minimum au voisinage du sol (*fig.* 5).

Il était intéressant de rechercher si, en un point suffisamment dégagé, une telle modification pouvait déjà se faire sentir à une altitude relativement faible.

Nous avons pu réaliser ces conditions en installant un collecteur au sommet du pylône en bois, de 20 mètres de hauteur, qui sert de support aux anémomètres à l'observatoire de M. Teisserenc de Bort, à Trappes. Les observations faites pendant l'été de 1898 nous ont fourni les moyennes dont nous donnons plus loin la représentation graphique (*fig.* 6). Le minimum des heures chaudes du jour s'y dessine, mais faiblement, et, dans l'ensemble de la courbe, moins accentué, mais parfaitement net, nous retrouvons encore le type d'hiver.

Au contraire, dans les stations où le collecteur est dominé par des constructions ou des arbres voisins, la variation diurne se modifie dans le sens que nous avons indiqué précédemment à propos du premier groupe de la série de Batavia. Le minimum de l'après-midi se creuse au détriment du minimum de nuit. Celui-ci peut même disparaître, de telle sorte que l'oscillation semble simple, mais en sens inverse de l'oscillation d'hiver, c'est-à-dire avec un maximum de nuit et un minimum de jour.

Cette forme anormale de la variation diurne, constatée autrefois par M. Mascart, résulte en effet des observations du Collège de France, mais pour la saison d'été seulement. On la retrouve encore, presque identique, à Greenwich, où le collecteur est placé dans des conditions aussi défavorables. Dans les deux stations, la variation d'hiver, complètement différente, se rapproche du type habituel de cette saison (*fig.* 7, 8, 9 et 10) (1).

C'est ce type d'hiver dans les stations basses, observé à la tour

(1) Les moyennes de Greenwich sont déduites des nombres publiés dans les *Greenwich magnetical and meteorological Observations.* Les mesures étant faites avec un électromètre de Thomson employé à la manière ordinaire, les déviations ne sont pas proportionnelles aux potentiels ; or ce sont ces déviations qui sont données dans les tableaux d'observations et que nous avons utilisées pour nos moyennes. Mais, dans les conditions habituelles de fonctionnement de l'appareil, le potentiel de l'aiguille, supérieur à 1.000 volts, étant au moins cinq ou six fois plus grand que le potentiel moyen de la paire de quadrants reliée au collecteur, on peut admettre la proportionnalité comme suffisamment approchée pour que la courbe des moyennes horaires ne soit pas modifiée sensiblement. Dans tous les cas, son allure n'est certainement pas changée.

Eiffel pendant l'été et déjà manifeste, pendant cette même saison, aux faibles altitudes, dans les lieux bien découverts, qui nous paraît

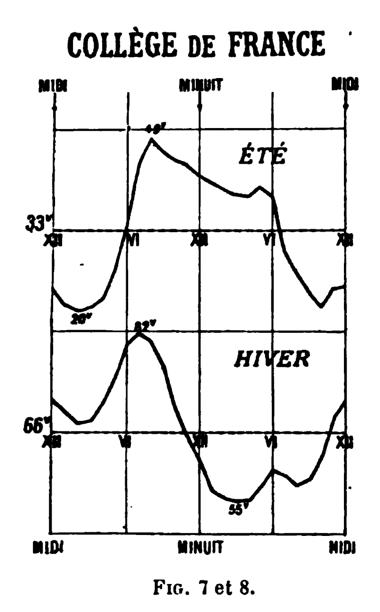


Fig. 7 et 8.

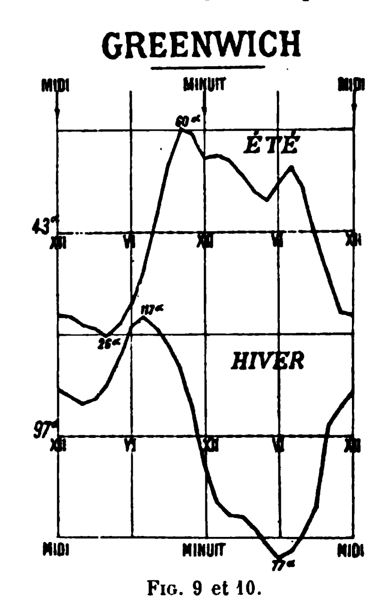


Fig. 9 et 10.

donner, du moins dans son ensemble, la forme constante qu'aurait la variation diurne en dehors de toute influence du sol; et nous conclurons de ce qui précède :

1° *Qu'une influence du sol*, *maxima pendant l'été* (et dont le facteur principal est, probablement et suivant les idées de Peltier, la vapeur d'eau émanée de la surface terrestre et négative comme elle), *intervient comme cause perturbatrice dans l'allure de la variation diurne;*

2° *Que la loi générale de cette variation se traduit par une oscillation simple, avec un maximum de jour et un minimum* (d'ailleurs remarquablement constant) *entre* 3^h,30 *et* 4^h,30 *du matin.*

Pour donner à ces résultats de nos observations une valeur plus grande, il eut sans doute été désirable que les mesures fussent poursuivies pendant l'hiver au sommet de la tour Eiffel et qu'on put constater ainsi la permanence du régime en toutes saisons. Les observations faites pendant quelques périodes de froid des mois d'octobre et des premiers jours de novembre nous donnent à cet égard de fortes présomptions, mais non la certitude.

Bien que cette acune ne nous paraisse point affaiblir nos conclusions, nous aurions voulu pouvoir la combler. Nous avons reculé jusqu'ici devant les difficultés et, disons-le aussi, les fatigues d'une telle entreprise. Déjà, pendant la belle saison, par les temps troublés de printemps et d'automne, la surveillance minutieuse qu'il faut exercer sur toutes les parties d'un appareil exposé en partie à l'air libre rend assez pénible la partie matérielle de ces observations. Pour les mener à bonne fin, nous avons été heureux de trouver dans notre assistant, M. Bigot, un collaborateur au dévouement duquel nous nous plaisons à rendre hommage.

Les courbes de variations diurnes que nous donnons ici représentent, pour les différentes heures du jour, de midi à midi, les excès positifs ou négatifs du potentiel par rapport à la valeur moyenne diurne. Celle-ci est figurée par la ligne d'abscisses, de part et d'autre de laquelle les excès sont comptés. Ces valeurs moyennes sont indiquées en volts, sauf pour les courbes de Greenwich, dont les nombres correspondent à une échelle arbitraire (Voir note, page 606).

Pour caractériser l'amplitude de l'oscillation, nous avons indiqué, dans chaque cas, les valeurs extrêmes du potentiel. En ordonnées, des longueurs égales correspondent à 50 volts pour les courbes du Bureau central, de Batavia et de Sodankylä (*fig.* 1, 2, 3 et 4); à 500 volts pour les courbes de la tour Eiffel (*fig.* 5); à 80 volts pour celles de Trappes (*fig.* 6); enfin à 17 volts ou 17 unités (2) dans les courbes du Collège de France et de Greenwich (*fig.* 7, 8, 9 et 10).

A. RIGHI. — Sull' assorbimento della luce per parte di un gas posto nel campo magnetico (Sur l'absorption de la lumière dans un gaz placé dans un champ magnétique). — *Académie des Sciences de Bologne*, séance du 28 mai 1899.

M. Righi a fait l'acquisition d'un grand réseau de Rowland (réseau concave, de 644 centimètres de rayon, dont la surface rayée est un rectangle de 14,5 × 5,2 centimètres). Cet instrument lui a permis d'aller plus avant dans l'étude des propriétés de l'*hypoazotide* et de la *vapeur de sodium*, placés dans le champ magnétique et traversés par un faisceau *parallèle* aux lignes de force.

1. On sait que des expériences indirectes conduisaient à la con

clusion que certaines des raies d'absorption de l'hypoazotide devaient présenter l'effet Zeeman. M. Righi a cherché à le constater indirectement.

Il y a, dans ce cas des raies d'absorption, une particularité, qui empêche qu'on puisse voir très nettement, *toutes les deux à la fois*, les deux composantes du doublet magnétique dans des observations suivant les lignes de force. On sait en effet que, pour chacune de ces composantes le corps soumis à l'action du champ n'absorbe qu'une sorte de vibration circulaire. On ne peut donc espérer observer qu'un doublet formé de deux raies, moins sombre que la raie primitive. C'est ce doublet que M. Righi a cherché, en n'employant par conséquent aucun appareil de polarisation.

Le champ magnétique n'étant que de 4500 unités, il ne faut pas être surpris qu'il ne l'ait aperçu pour aucune raie. Mais il a vu nettement quelques raies s'élargir, et on est conduit à penser qu'un champ plus intense permettrait effectivement de séparer les composantes.

Les raies que cite M. Righi comme subissant un changement sensible par l'action du champ sont d'abord des raies formant deux groupes, l'un situé au milieu de l'intervalle D_1D_2, l'autre entre les longueurs d'onde 5920 et 5924. Les raies, peu intenses, sensiblement équidistantes, constituant chacun de ces groupes, semblent se fondre les unes dans les autres, et former un ensemble « fumeux », lorsque le champ est établi. En second lieu, quelques raies, plus distinctes, s'élargissent visiblement. Tel est le cas de la raie 5746 et surtout de la raie 5844, qui paraît double de largeur, le centre seul restant bien noir.

M. Righi a constaté aussi un changement analogue des mêmes raies, en observant perpendiculairement aux lignes de force [1].

2. Les expériences de M. Righi sur la vapeur de sodium ont été faites avec des flammes convenablement réglées pour donner des raies d'absorption plus ou moins larges ou même avec une couche épaisse de sodium en vapeur. Il a cherché surtout à se rendre un compte exact de l'explication de son expérience où une flamme au

(1) M. Righi emploie dans ce cas un nicol laissant passer des vibrations inclinées de 45° sur les lignes de force. Ainsi disposé, ce nicol me semble tout à fait inutile. En laissant passer les vibrations perpendiculaires aux lignes de force, on peut espérer observer, avec un champ plus intense, le doublet magnétique dont les composantes seraient cette fois mieux marquées que dans les observations suivant l'axe.

sodium est placée entre les pôles percés d'un électro de Faraday muni de deux nicols croisés. A l'exemple de MM. Macaluso et Corbino, il a examiné au réseau les aspects très variés que prennent les raies plus ou moins larges, pour diverses orientations des nicols; et il a cherché à étudier, d'une façon aussi précise que possible, l'état vibratoire des radiations qui ont traversé la flamme.

Il a vérifié ainsi les conclusions de MM. Macaluso et Corbino. Il faut considérer, pour une vibration émergente, non seulement l'inégalité d'intensité des deux composantes circulaires inverses, résultant du phénomène de Zeeman, que M. Righi avait seule considérée d'abord; mais leur différence de phase, c'est-à-dire le pouvoir rotatoire magnétique particulier de la vapeur de sodium.

Les deux effets se superposent toujours : même dans le cas des flammes très riches, donnant des raies d'absorption ayant comme largeur le quart de la distance des raies D, on peut, avec un champ suffisant (13000), mettre en évidence, dans certaines régions des raies modifiées, l'existence de vibrations elliptiques et même circulaires; tandis que, dans d'autres régions, les vibrations rectilignes incidentes subissent une rotation sans déformation notable.

Ce fait que la vibration émergente est en général elliptique, c'est-à-dire que ses composantes circulaires inverses ont une inégale intensité, résulte immédiatement du phénomène de Zeeman. M. Righi le montre et explique ainsi l'influence de la largeur de la raie primitive. Mais il ne cherche pas à rattacher au phénomène de Zeeman le pouvoir rotatoire lui-même.

A. Cotton.

D. MACALUSO et O. M. CORBINO. — Sulla relazione fra il fenomeno di Zeeman e la rotazione magnetica anomala del piano di polarizatione della luce (Sur la relation entre le phénomèmc de Zeeman et la rotation magnétique anomale du plan de polarisation de la lumière). — *Rend. Lincei*, VIII, 5, p. 116, 5 février 1899.

Rappelant la disposition qui permet d'observer l'effet Zeeman et la théorie de la dispersion anomale, les auteurs montrent que, si on représente par une courbe l'indice de réfraction n d'une radiation en fonction de sa longueur d'onde λ, cette courbe, qui se rapproche de l'axe des λ, en présentant un point d'inflexion à toute raie d'absorption, peut être considérée comme se déplaçant parallèlement à elle-même quand on excite le champ. Ce déplacement δ se fait dans le sens des

λ décroissants, si la vibration de la lumière circulaire incidente se fait dans le sens du courant, et inversement. Si donc le courant est dextrorsum, on aura, en désignant par :

$$n = f(\lambda),$$

la courbe avant le passage du courant,

$$n_1 = f(\lambda + \delta),$$

si la lumière est dextrogyre, et

$$n_2 = f(\lambda - \delta)$$

si elle est lévogyre. En développant en série de Taylor et négligeant δ^3 :

$$n_1 = f(\lambda) + \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2}\delta^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2},$$
$$n_2 = f(\lambda) - \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2}\delta^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2}.$$

Si la lumière incidente est polarisée rectilignement, en traversant une épaisseur l du milieu, son plan de polarisation tournera de :

$$\rho = \frac{\pi l}{\lambda}(n_2 - n_1) = -\frac{2\pi l}{\lambda}\frac{dn}{d\lambda}\delta,$$

et comme l'expérience montre que δ est proportionnelle à l'intensité H du champ :

$$\rho = -\frac{2A\pi l}{\lambda}\frac{dn}{d\lambda}H,$$

A étant une constante différente pour chaque raie. Les auteurs terminent en montrant l'accord de cette formule avec les travaux de Becquerel et de Cotton (1).

A. Gallotti.

James DEWAR. — On the boiling point of liquid hydrogen under reduced pressure (Sur le point d'ébullition de l'hydrogène aux faibles pressions). — *Proc. of the Royal Soc.*, t. LXIV, p. 227; 15 décembre 1898. — Application of liquid hydrogen to the production of high vacua, together with their spectroscopic examination (Application de l'hydrogène liquide à la production de vides avancés ; examen au spectroscope). — *Id.*, p. 231.

Le point d'ébullition de l'hydrogène sous la pression atmosphérique a été trouvé de — 238°,4; M. Dewar se propose de chercher si ce point s'abaisse notablement quand la pression diminue. Pour cela :

(1) M. Corbino me signale que les expériences qu'il a tentées pour produire des battements lumineux par le phénomène de Zeeman (Voir ce vol., p. 436) ont été faites dans le sens perpendiculaire aux lignes de force, tandis que Righi avait opéré dans le sens même des lignes de force. Le résultat est également négatif.

1° Il calcule la valeur correspondant à une pression de 25 millimètres, en se servant de la formule :

$$\log p = a - \frac{b}{T}.$$

Si on détermine les coefficients a et b au moyen du point d'ébullition (35° abs.) sous la pression atmosphérique, et des valeurs de la température critique (52°) et de la pression critique ($19^{atm},4$), on obtient :

$$\log p = 6{,}8218 - \frac{137{,}9}{T},$$

qui donne 25°,4 comme point d'ébullition correspondant à 25 millimètres.

On peut encore calculer a et b en remplaçant la relation fournie par les constantes critiques, par l'hypothèse que la chaleur latente moléculaire de l'hydrogène est proportionnelle à son point absolu d'ébullition (ce qui est réalisé sensiblement pour l'oxygène). On obtient alors :

$$\log p = 7{,}2428 - \frac{152{,}7}{T},$$

qui conduit à la valeur 26°,1, très rapprochée de la précédente.

2° Il cherche à mesurer expérimentalement cette température au moyen d'une résistance de platine. Or la résistance employée, qui est de $0^{\omega},131$ dans l'hydrogène bouillant à la pression atmosphérique, s'abaisse seulement à $0^{\omega},114$. lorsqu'on réduit la pression à 25 millimètres, ce qui conduirait (d'après l'extrapolation de la droite représentant jusqu'à — 214°, les valeurs de la résistance) à la valeur — 239°,1 du point d'ébullition, soit environ 34° abs.

Il reste à voir si le désaccord entre le nombre expérimental et les nombres calculés plus haut provient d'erreurs d'expériences, ce qui peut arriver dans des expériences aussi délicates ; autrement, il en faudrait conclure que la résistance ne décroît plus régulièrement à ces basses températures, mais devient asymptote à l'axe des températures.

Une application intéressante de la basse température d'ébullition de l'hydrogène est la construction de tubes à gaz très raréfiés ; la plupart des gaz deviennent, en effet, à cette température, des solides peu volatils. Si on extrapole, par exemple, pour l'oxygène, les formules analogues aux précédentes, on trouve que vers — 238°, la tension de vapeur de l'oxygène liquide serait seulement de l'ordre de 1 dix-

millionième d'atmosphère; l'oxygène étant alors solide, la tension est encore moindre. L'azote est un peu plus volatil; mais la raréfaction atteinte est suffisante pour que, en opérant sur de l'air, on puisse espérer obtenir des tubes dont le vide soit de l'ordre des meilleurs tubes ordinaires. C'est ce que l'expérience a vérifié. On obtient des tubes si résistants qu'il faut les chauffer pour permettre aux décharges électriques de les traverser. L'air renferme en petite quantité des gaz moins facilement condensables que l'oxygène et l'azote, en particulier l'hélium ; ces gaz forment une partie notable du résidu dans les tubes ainsi fabriqués, comme le montre l'étude spectrale. M. Dewar se propose de continuer l'étude de ce résidu. — La même méthode s'applique *a fortiori* aux gaz plus faciles à liquéfier.

Ch. MAURAIN.

N.-R. D'ALFONSO. — Sensazioni vibratorie. — Roma, Soc. Ed. Dante Alighieri, 1899.

Dans cet opuscule, d'une quarantaine de pages, l'auteur rappelle d'abord dans quelles conditions les vibrations se transmettent entre les différents corps, solides, liquides, gaz; il montre ensuite comment ces conditions s'appliquent dans la transmission des vibrations dans le corps humain, que leur origine soit interne ou extérieure.

A. MANXARY. — Il termine forza in rapporto all'energia cimetica ed alla statica. — Napoli, Luigi Pierro, 1899.

L'auteur se demande si on ne pourrait pas, au lieu de considérer la force et le mouvement comme ayant entre eux les relations de cause à effet, se représenter le mouvement comme existant par lui-même. Il examine différents cas où le terme « force » semble en tous cas, assez impropre et devrait être précisé.

A. SCHREBER. — Einige Bemerkungen zum Gebrauch der Dimensionen (Remarques sur l'utilité des équations de dimensions). — *Zeitschrif d. physik. und chem. Unterricht*, II Jahrgang, mai 1899.

L'auteur conteste l'utilité générale d'un seul système d'équations de dimensions, se basant sur la complication des formules aux-

quelles on arrive dans certains cas, et sur la facilité de commettre des erreurs. Il pense qu'il serait plus profitable, surtout pour les parties techniques, d'employer différents systèmes, chacun s'appliquant d'une manière particulièrement simple à une certaine catégorie de questions. Ainsi, supposons qu'on prenne comme unités fondamentales le centimètre, la seconde, et la force d'attraction de deux sphères de platine tangentes, de $11^{cm},02$ de rayon (équivalant pratiquement à une dyne); on a ainsi un système d'unités indépendantes de la position à la surface de la terre, et dans lequel plusieurs quantités s'expriment simplement, comme le montre le tableau suivant, où sont réunies les équations de dimensions dans le système C. G. S. et dans le précédent :

	Système C. G. S.	2ᵉ système
Force	gr. cm. sec.$^{-2}$	dy.
Masse	gr.	dy. cm.$^{-1}$ sec.^{2}
Quantité de mouvement	gr. cm. sec.$^{-1}$	dy. sec.
Tension superficielle	gr. sec.^{2}	dy. cm.$^{-1}$.
Pression atmosphérique / Module d'élasticité	gr. cm.$^{-1}$ sec.$^{-2}$	dy. cm.^{2}
Energie	gr. cm.^{2} sec.$^{-2}$	dy. cm.
Puissance	gr. cm.^{2} sec.$^{-3}$	dy. cm. sec.$^{-1}$.

En particulier, la pression atmosphérique et le module d'élasticité sont représentés par $\frac{\text{force}}{\text{surface}}$, ce qui est bien plus clair que l'expression C. G. S.

Ch. MAURAIN.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. LVIII; juillet 1899.

WAIDNER et MALLORY. — A comparison of Rowland's mercury thermometers with a Callendar Griffith's Platinum thermometer. — A comparison of the platinum thermometer with a Tonnelot thermometer standardizet at the Bureau international, and a Reduction of Rowland's value of the mechanical Equivalent of Heat to the Paris Nitrogen scale. — P. 1.

— Comparaison des thermomètres à mercure de Rowland et du thermomètre à platine de Callendar Griffith. — Comparaison du thermomètre à platine avec un Tonnelot étalonné au Bureau international. — Réduction de la valeur de l'équivalent mécanique de la calorie donnée par Rowland à l'échelle de température du thermomètre à azote de Paris. — P. 1.

Le titre indique nettement le but de ce travail.

Le thermomètre à platine était construit à Cambridge sous la haute

surveillance de M. Griffith : c'est une bobine de fil fin de platine enroulé sur une monture en mica. Les gros conducteurs P, P, soudés à la bobine, sont isolés par des rondelles de mica. Le tout est enfermé dans un tube de verre. Ce thermomètre était pourvu de deux conducteurs C, C, compensateurs, formés d'une simple boucle de fils parallèles aux deux fils P, P et de même résistance. Dans le pont de Wheatstone, les fils P et les fils C sont sur deux bras du pont, de sorte que la variation de résistance de la bobine seule intervient.

Le calorimètre est en cuivre et muni d'un agitateur mû par un petit moteur à air chaud. Il est entouré par une bobine où on pourrait faire passer un courant et placé au milieu d'une boîte à double paroi remplie d'eau. Le tout est placé au milieu d'une grande boîte remplie de duvet.

La boîte de résistance est celle de Griffith. C'est une boîte à pont, dont deux branches sont de résistance égale, et dont la boîte de résistance variable est formée de bobines de

$$5, \quad 10, \quad 20, \quad 40, \quad 80, \quad 160, \quad 320, \quad 640, \quad 100^{\omega}$$

et d'un fil de 30 centimètres de long et de $0^{\omega},30$ de résistance. Une prise de contact munie d'un vernier permet d'apprécier le 0,00001 d'ω.

Le galvanomètre est de grande sensibilité du type Thomson à quatre bobines.

Le baromètre-étalon Regnault avec mètre étalonné est employé. On a étalonné la boîte de résistance, calibré le fil, déterminé ensuite les constantes du thermomètre à platine :

$$\frac{R_{100}}{R_0} = 1,38596 \qquad \text{et} \qquad \delta = 1,491,$$

puis effectué les comparaisons des thermomètres à mercure de Baudin employés par Rowland avec le thermomètre-platine.

La comparaison du thermomètre à platine avec le Tonnelot a été faite avec l'assistance de M. Day.

Les constantes du Tonnelot avaient été déterminées par M. Guillaume au moyen du thermomètre à azote de M. P. Chappuis.

En déterminant l'équivalent mécanique de la quantité de chaleur qui élève de 1° la température de 1 gramme d'eau à différentes températures, on obtient un nombre différent, et la capacité calorifique de l'eau diminue quand la température s'élève. Avec les

nombres de Rowland ramenés à l'échelle thermométrique normale, la variation est la même qu'avec les nombres de Griffith; mais il y a une différence constante entre les deux nombres de 15 à 25°.

L'explication la plus probable de cet écart est une erreur dans la détermination de la force électromotrice de l'étalon Clark, employé par Griffith. Une nouvelle détermination de cet étalon faite, d'une part, en Allemagne par M. Kahle, et, d'autre part, aux Etats-Unis par MM. Patterson et Guthe a donné 1,4327 volt à 15°. Cette valeur corrige les nombres de Griffith et les rapproche de ceux de Rowland.

MILNER et CHATLOCK. — On the thermal conductivity of water (Conductibilité thermique de l'eau). — P. 46.

L'eau forme une couche mince entre les fonds de deux vases A et B. Sur le fond de A, en verre mince, se trouve une bobine D en zigzag de fil isolé où passe un courant. C'est la source de chaleur. La chaleur engendrée traverse la couche d'eau et est absorbée en C par un courant d'eau froide qui maintient la température constante. Au-dessus de D, la température est maintenue constante en recouvrant D de coton et en plaçant au dessus une autre bobine E compensatrice. Une pile thermoélectrique permet de constater si, en D et E, on a la même température. La bobine D est prise dans une couche de paraffine de $0^{m},5$ d'épaisseur.

Au milieu, le flux de chaleur est vertical, et on a :

$$0,24\,\frac{I^2R}{A} = k\,\frac{\theta}{x},$$

A = surface de la bobine ; I = courant ; R = résistance ; k = conductibilité calorifique de l'eau ; f = différence de température ; x = épaisseur de l'eau.

Pour une épaisseur $x + y$, on a :

$$0,24\,\frac{I^2R}{A} = k\,\frac{\theta_1}{x + y},$$

d'où :

$$k = 0,24\,\frac{I^2R}{A}\,\frac{y}{\theta_1 - \theta}.$$

Sous cette forme, l'expérience serait impraticable à cause des variations de température produites par des variations dans les cou-

rants d'eau ou d'électricité. On a alors établi un appareil différentiel : dans deux appareils identiques, on a le même flux d'eau et le même courant. On établit les épaisseurs d'eau de manière que les températures θ et θ' des deux bobines soient égales. Puis on fait varier la première couche d'une épaisseur y. On obtient alors une différence de température $\theta_1 - \theta'$, indépendante des variations des courants et qui remplacera $\theta_1 - \theta$ de l'équation ci-dessus.

La différence de température $\theta_1 - \theta'$ des deux bobines est donnée par la résistance des bobines qui forment les bras d'un pont de Wheatstone. Ces bobines ainsi agencées ont été calibrées comme thermomètre.

On a ainsi obtenu :

$$k = 0{,}001433 \text{ C. G. S.} \quad \text{à} \quad 20^\circ.$$

BEATTIE. — Leakage of Electricity from Charged Bodies at moderate Temperatures (Perte de charge de corps portés à des températures modérées). — P. 97.

Une boîte métallique (34-9-6), isolée, séparée en deux parties par une cloison, peut être chauffée jusqu'à 300° sans que des fumées viennent à son intérieur. Dans chaque compartiment se trouve placée une plaque métallique bien isolée. Les deux plaques sont réunies à la sortie et reliées par un fil protégé par un écran à un voltmètre multicellulaire de Kelvin.

La différence de potentiel entre la boîte et les plaques peut varier le 80 à 240 volts.

La capacité était telle que 0,34, unité électrostatique, élevait le otentiel à 1 volt.

Les plaques furent en Zn ou en Fe, recouvertes ou non de subsances diverses.

Avec des plaques de Zn, la vitesse de perte était la même à chaud u'à froid, s'il n'y avait rien sur les plaques, ou s'il y avait de l'eau. n avait une augmentation si les plaques étaient recouvertes de ichromate de potasse et d'iode, de chlorure de sodium et d'iode, de hlorure de lithium et d'iode. Avec des plaques de fer, isolées dans . boîte toujours en fer, on avait une augmentation avec le permannate de potasse.

LOVE. — The Joule Thomson Thermal Effect; its Connexion with the Caracteristic Equation and some of its Thermodynamical Consequences (L'effet Joule-Thomson. — Sa relation avec l'équation caractéristique. — Quelques conséquences thermodynamiques). — P. 106.

Dans l'expérience du tampon poreux, l'élévation de température dT, correspondant à une élévation de pression dp, produite par le passage à travers le tampon, est donnée par l'équation de Joule-Thomson :

$$Jk_p \frac{dT}{dp} = T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v,$$

où J = équivalent mécanique de la calorie, k_p = chaleur spécifique à pression constante.

En calculant le second membre au moyen de l'équation caractéristique des gaz, on a :

Avec la loi de Mariotte :

$$dT = 0;$$

avec l'équation Van der Waals :

$$\frac{dT}{dp} = \frac{1}{Jk_p}\left(\frac{2a}{RT} - b\right),$$

ou, en posant :

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\theta}{\pi}; \qquad \theta = \frac{\alpha}{T} - \beta;$$

avec l'équation de Clausius :

$$\theta = \frac{\gamma}{T^2} - \delta.$$

Les nombres donnés par Rose Innes pour CO^2 montrent que cette dernière formule convient aussi bien que la précédente.

L'auteur établit pour une masse de gaz l'équation :

$$dU = -pdv - vdp + Jk_v dT,$$

ou en introduisant :

$$dT = \frac{\theta}{\pi}\, dp,$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = -\left\{ p + \left(v + \frac{\theta}{\pi} Jk_v\right)\frac{dp}{dv} \right\}.$$

En se servant de l'équation de Van der Waals et en faisant des approximations diverses, il arrive à un résultat qu'on obtient de suite en supposant :

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{p}{v},$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = \frac{\theta}{\pi}\frac{p}{v} \cdot J \cdot k_v = \frac{\theta}{\pi} \cdot \rho \cdot J \cdot k_v.$$

La connaissance de θ permet de calculer le rapport :

$$\frac{k_p}{k_v} = \frac{k_p}{k_p - \frac{\sigma}{J\rho}\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right) + p\right\}}, \qquad \sigma = 0{,}003665.$$

On trouve 1,408.

Avec les mêmes valeurs pour un gaz parfait, on a 1,400.

Combinant la relation entre k_p et k_v avec une autre donnée par lord Kelvin, et valable pour toute substance :

$$\frac{k_p}{k_v} = \frac{k_p}{k_p - T\frac{\sigma^2}{J\rho}e_T}$$

(e_T = élasticité isothermique), on a :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = T\sigma e_T - p.$$

Au maximum de densité à une température déterminée, $\sigma = o$; d'où :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right) = -p, \qquad k_p = k_v;$$

et, de plus, dans l'expression de la loi de l'équivalence, qui est en général :

$$JdQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v dT + \left\{\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T + p\right\} dv,$$

e terme en dv s'annule. Donc, à ce point, la chaleur latente de ransformation isothermique est nulle. Donc on a les conclusions :

Pour toute substance au maximum de densité, l'effet Joule-Thomson st nul comme pour un gaz parfait, mais pour une tout autre raison.

En ce point, il n'y a qu'une chaleur spécifique.

Mac LEAN. — Velocity of Electric Waves in Air (Vitesse d'ondes électriques dans l'air). — P. 115.

Dans le circuit du résonateur on a placé un cohéreur formé de deux globules de Pt de 1 millimètre de diamètre, attachés aux extrémités de deux fils de Pt de $0^{mm},12$ de diamètre et de $1^{cm},7$ de long enroulés en spirale et soudés à des fils en fer de $1^{mm},5$ de diamètre et 4 centimètres de long. Le tout est placé dans l'axe d'un tube de verre de $8^{cm},5$ de long et de $1^{cm},5$ de diamètre. Une extrémité du fil est fixée à une vis micrométrique. Ce cohéreur est placé dans un circuit avec une grande batterie, une boîte de résistance et un galvanomètre à lecture directe shunté. Ce tube se décohère spontanément par l'élasticité des ressorts de Pt.

La capacité du résonateur est donnée par deux feuilles d'étain ($14^{cm},5$ sur $14^{cm},1$) collées sur les faces d'une lame de verre (30,4-30,4-5 centimètres) et la self-inductance par deux fils de Cu de $9^{cm},62$ de long, de 3 millimètres de diamètre, placés parallèlement à une distance de 5 centimètres.

L'oscillateur est identique au résonateur. Il est placé dans une boîte avec fenêtre et réflecteur. Dans la bobine de Ruhmkorff, la rupture du circuit primaire est produite par un interrupteur à moteur, muni d'un courant d'eau lavant la surface du mercure. Le tout était enfermé dans une boîte à double paroi remplie de coton. On avait ainsi une étincelle toujours identique.

En fermant le circuit de l'oscillateur, avant que les étincelles ne commencent, on a une augmentation de la déviation de l'aiguille du galvanomètre qui croît encore, quand les étincelles marchent, d'une quantité variable avec la distance du cohéreur au réflecteur. C'est cette seconde augmentation que produisent les ondes et qu'il faut mesurer. Les mesures étaient faites la nuit.

On a aussi déterminé les nœuds et les ventres, donc déterminé λ. On avait T en photographiant l'étincelle donnée par un oscillateur semblable au premier, de capacité C′, de self-inductance L′. Appliquant la formule

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \qquad \text{on a} \qquad \frac{T^2}{T'^2} = \frac{LC}{L'C'}.$$

On avait :

$$V = \frac{\lambda}{T} = \frac{591,5}{1,976 \times 10^{-8}} = 2,991 \times 10^{10} \text{ cm. par seconde.}$$

En mettant dans le circuit du résonateur, une grande résistance (fil de charbon), on obtient les mêmes résultats que ci-dessus ; mais, si l'oscillateur et le résonateur ne sont plus à l'unisson, on n'obtient plus les nœuds aux mêmes endroits qu'avant, et l'aiguille du galvanomètre a des mouvements irréguliers.

Ces faits concordent bien avec la théorie de l'amortissement des ondes.

BARTON et MORTON. — Criterion for the oscillating discharge of a condenser (Critérium de la décharge oscillante d'un condensateur). — P. 143 et 148.

Dans la théorie élémentaire, la condition pour une décharge oscillante est :

$$C < \frac{4L}{R^2}.$$

Si l'on tient compte de la distribution du courant dans le fil, on doit ajouter, d'après Maxwell et lord Rayleigh, à l'équation différentielle habituelle, des termes dont les coefficients sont petits, mais dont l'effet est de faire que, pour la valeur critique ordinaire $C = \frac{4L}{R^2}$, on a encore une décharge oscillante.

La nouvelle valeur critique C′ est $>$ C.

Ceci est d'accord avec un travail antérieur des auteurs sur la résistance et la self-inductance d'un fil parcouru par une onde amortie.

Ce résultat semble en contradiction avec ce fait que, pour une décharge oscillatoire, la résistance est plus grande et l'inductance plus petite que pour des courants continus, ce qui devrait favoriser une décharge non oscillante. Mais il faut tenir compte de l'amortissement qui augmente à la fois R et L, de sorte que, si l'amortissement est grand et la fréquence faible, l'inductance devenant plus grande que pour des courants continus, son accroissement peut avoir, sur la valeur critique de C, un effet plus grand que celui de l'accroissement de R.

LORD RAYLEIGH. — Theory of anomalous Dispersion (Théorie de la Dispersion anomale). — P. 151.

Lord Rayleigh a retrouvé (*Mathematical Tripos Examination for* 1869 ; — voir *Cambridge Calendar*, *for* 1869, 21 janvier) une note

de Maxwell sur cette question. Chaque particule du milieu élastique est supposée attirée par un atome d'une autre matière avec une force variable avec la résistance et soumise à une résistance fonction de la vitesse relative; les atomes étant indépendants les uns des autres, on a pour l'équation de propagation des ondes :

$$\rho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - E \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \sigma \left(p^2 \zeta + R \frac{d\zeta}{dt} \right) = - \sigma \left(\frac{d^2 \eta}{dt^2} + \frac{d^2 \zeta}{dt^2} \right).$$

ρ et σ, masses de l'unité de volume du milieu et des atomes;
η, déplacement du milieu; $\eta + \zeta$, celui des atomes; $\sigma p^2 \zeta$, attraction;
$\sigma R \frac{d\zeta}{dt}$, résistance.

Si un terme de η est :

$$C e^{-\frac{x}{l}} \cos n \left(t - \frac{x}{v} \right),$$

on arrive pour l'indice μ à la formule suivante (R étant supposé très petit), où v_0 désigne la vitesse pour $\sigma = 0$:

$$\mu^2 = \frac{v_0^2}{v^2} = 1 + \frac{\sigma}{\rho} \frac{p^2}{p^2 - n^2},$$

John HENDERSON. — Cadmium Standard Cells (Pile étalon au cadmium). — P. 152.

Les expériences d'Henderson lui ont montré que des éléments au Cd ont une force électromotrice la même, soit avec des sels tout à fait purs, soit avec des sels acides, et égale à 1,0190 volt à 21°,5.

Le coefficient de température, toujours faible, a varié de 0,002 0/0 à 0,009 0/0, suivant les éléments.

La variation de température ne produit pas de suite la totale variation de force électromotrice. La polarisation disparaît rapidement.

Ces éléments sont donc meilleurs pour des étalons que les éléments Clark.

Août 1899.

WHITEHEAD. — On the Effect of a Solid conducting sphere in a variable magnetic Field on the magnetic Induction at a Point outside (Effet d'une sphère solide conductrice dans un champ magnétique variable sur l'induction magnétique en un point extérieur). — P. 165.

Étude mathématique des valeurs de l'induction magnétique dans le cas particulier où la sphère devient un plan indéfini et où le système inducteur est un courant alternatif circulaire dont le plan est parallèle à la surface du plan conducteur. On en déduit que, dans le cas de la *télégraphie par induction*, la bobine réceptrice doit avoir son plan plutôt vertical qu'horizontal; pratiquement, en effet, la composante de l'induction magnétique normale au plan est petite par rapport à la composante tangentielle.

L'auteur fait une application numérique au cas d'une sphère égale à la sphère terrestre, ayant les propriétés magnétiques et conductrices de l'eau de mer.

KUENEN et ROBSON. — On the mutual solubility of liquids vapour pressure and Critical Points (Solubilité mutuelle de liquides, pression de vapeur et points critiques). — P. 180.

Si deux liquides ne se mélangent pas en toutes proportions, on a dans un tube fermé trois états différents, deux mélanges de liquides superposés et surmontés par un mélange de vapeurs des deux liquides. Si on chauffe à une certaine température critique, il peut arriver ou que les deux mélanges de liquides se confondent, ou que le liquide supérieur se mélange avec la vapeur, ou même que les trois états se confondent. Les auteurs ont étudié ces phénomènes, déterminé la pression de la vapeur à différentes températures et les valeurs des température, pression et volume critiques.

L'appareil employé est celui de M. Cailletet, avec un tube un peu différent sans partie élargie dans le fond. On a pris toutes les précautions pour éviter la présence de l'air en n'introduisant que des liquides bouillis. Un agitateur ayant à son intérieur un morceau d'acier était mû de l'extérieur par un électro-aimant. Le tube était contenu dans un manchon contenant un liquide ou bien une vapeur pour maintenir la température constante et uniforme La pression était lue sur un manomètre à air libre jusqu'à $4^{atm},5$, puis sur un

manomètre à air comprimé de 3 à 30, puis sur un autre au-dessus de 25 atmosphères.

Les expériences ont d'abord porté sur le mélange d'eau et d'éther et ont donné des résultats déjà trouvés par d'autres expérimentateurs : pression de vapeur beaucoup moindre que la somme des pressions de vapeur de l'eau et de l'éther. La température d'ébullition est 34°,35 sous 760 millimètres de mercure, inférieure de 0°,36 à celle de l'éther pur. Il y a un point critique pour le liquide supérieur, et la vapeur à 201°. — Au dessus, l'opacité du tube, produite par l'attaque du verre, rend toute observation impossible.

D'autres expériences ont été faites avec des mélanges d'éthane et de différents alcools.

L'éthane pur avait son point critique à 32°,16 sous une pression de 48^{atm},86. On a étudié les mélanges d'éthane, avec les alcools méthylique, éthylique, etc., jusqu'à l'alcool amylique.

1° Les pressions de vapeur sont inférieures à celles de l'éthane pur;
2° Éthane + alcool méthylique; on a observé un point critique à 32° 16;
Éthane + alcool éthylique; on a observé deux points critiques à 31° 9 et 40° 67;
Éthane + alcool propylique; on a observé deux points critiques à 38° 6 et 41° 7;

L'éthane et l'éther se mélangent en toutes proportions.

Les pression et température critique du mélange d'éthane et d'eau diffèrent peu de celles de l'éthane pur.

Mélange de CO^2 + eau. — La pression est probablement moindre que celle de CO^2. Pour le mélange, la température critique est celle de CO^2.

Benjamin DAVIES. — A new form of Amperemetre and Voltmetre with a long Scale (Nouvelle forme d'ampèremètre et de voltmètre à échelle étendue). — P. 204.

Ces instruments sont du type d'Arsonval. L'aimant est terminé par deux pièces polaires dont l'une est une boîte cylindrique en fer doux, et dont l'autre, également en fer, est un cylindre percé d'un trou suivant son axe, placé à l'intérieur de la boîte avec un entrefer très étroit. La bobine rectangulaire a un côté suivant l'axe creux du cylindre, et l'autre mobile dans l'entrefer.

Dans un autre modèle, l'aimant avec ses deux pièces polaires a la

forme d'un fer à cheval. Dans un troisième, on a deux aimants en fer à cheval accolés par leurs pôles de même nom L'ensemble est terminé par deux pièces polaires, l'une en forme de boîte, l'autre en forme de cylindre, comme dans le premier modèle.

On aura encore mieux en mettant des fonds à la boîte, de sorte que trois côtés de la bobine sont actifs.

La bobine est terminée par deux ressorts spiraux qui amènent le courant. Elle est enroulée sur un cadre en aluminium pour l'amortissement.

La dernière forme convient bien pour un galvanomètre balistique, en faisant le rayon de la bobine très grand et sa hauteur petite.

ROSE INNES and SYDNEY YOUNG. — On the Thermal Properties of normal Pentane (Sur les propriétés thermiques du pentane normal). — P. 213.

La formule

$$p = \frac{RT}{v}\left(1 + \frac{e}{v + h - gv^{-2}}\right) - \frac{l}{v(v+k)},$$

donnée pour l'isopentane par un des auteurs convient aussi pour le pentane normal, avec les mêmes valeurs de R, de $\frac{l}{e}$ et de g, mais avec des valeurs différentes de l et de k.

La courbe pv en fonction de $v^{-\frac{1}{3}}$ montre, avec les résultats expérimentaux, des différences plus petites que 1 0/0.

LEHFELDT. — Note on the Vapour-Pressure of Solutions of Volatile Substances (Note sur la pression de vapeur de solutions de substances volatiles). — P. 215.

Pour un mélange de deux liquides A, B, soient :

π_A, π_B, les pressions de vapeur de A et de B;

p, la pression de vapeur du mélange;

ζ, le rapport du nombre des molécules de A au nombre des molécules de B dans le liquide;

η, le rapport du nombre des molécules de A au nombre des molécules de B dans la vapeur.

Nernst a donné la relation :

$$\frac{\pi_B - p}{\pi_B} = \zeta - \frac{p}{\pi_B}\eta,$$

pour le cas où ζ est petit.

On peut l'écrire

$$\frac{p}{\pi_B} = \frac{1-\zeta}{1-\eta},$$

c'est-à-dire que, lorsqu'une substance volatile est dissoute dans un liquide, la pression de vapeur du liquide est modifiée dans le rapport de la quantité moléculaire fractionnelle du solvant dans le liquide à celle qui existe dans la vapeur.

Si la substance dissoute n'est pas volatile, on a $\frac{p}{\pi_B} = 1 - \zeta$.

Ces formules peuvent aussi être considérées comme des conséquences de la relation donnée par Duhem, Margules et Lehfeldt pour un mélange de liquides :

$$(\eta - \zeta)\frac{\partial \log \frac{\eta}{1-\eta}}{\partial \log \frac{\zeta}{1-\zeta}} = \frac{\zeta(1-\eta)}{p}\frac{\partial p}{\partial \zeta}.$$

Voici les résultats d'expériences :

	η	π (solvant)	p	ζ cal.	ζ obs.
CCl^4 dans toluène.....	0,181	93,0	105,4	0,072	0,073
Toluène dans CCl^4....	0,872	310,2	242,0	0,680	0,708
CCl^4 dans benzine.....	0,054	270,9	273,6	0,045	0,043
Benzine dans CCl^4.....	0,835	310,2	306,5	0,825	0,830

La dissolution de toluène dans CCl^4 contenait 29,2 0/0 du corps dissous, et malgré cela l'accord avec la formule est bon.

Dans les mélanges contenant de l'alcool, au contraire, il n'y a plus concordance dès que la quantité de corps dissous excède quelques 0/0.

	η	π (solvant)	p	ζ cal.	ζ obs.
Alcool dans benzine...	0,281	270,9	350,4	0,070	0,088
Benzine dans alcool...	0,668	219,5	315,0	0,958	0,886
			temp. = 50°		
Alcool dans toluène...	0,591	93	199,5	0,123	0,138
Toluène dans alcool...	0,902	219,5	233,5	0,959	0,946

WOOD. — Photography of Sound-Waves by the « Schlieren Method » (Photographie d'ondes sonores par la méthode « des stries » de Töpler). — P. 218.

L'appareil est celui de Töpler ([1]).

Une bonne lentille achromatique ($12^{cm},5$ de diamètre, 2 mètres de foyer) donne une image d'une source intense de lumière (étincelle électrique), à une distance de la lentille égale à 15 mètres environ. Cette image, supposée droite, horizontale, très étendue, est couverte aux $\frac{2}{3}$ environ par un diaphragme horizontal. Derrière est placée la lunette dans laquelle on regarde.

On voit le champ uniformément éclairé. Si, maintenant, on suppose en avant de la lentille une masse sphérique d'air de densité différente de celle du milieu environnant, les rayons lumineux vont être déviés en la traversant, et, le champ de vision dans la lentille n'étant plus uniformément éclairé, on verra une image de cette masse d'air, ou, par suite, d'une onde sonore.

On éclaire un instant très court après la production de l'onde, en employant l'étincelle électrique qui la produit à charger une bouteille de Leyde qui se décharge immédiatement entre deux rubans de magnésium pressés entre deux plaques épaisses de verre.

Pour la photographie, on remplace la lunette par un objectif Zeiss et on prend sur une plaque photographique l'image des boules de laiton entre lesquelles éclate l'étincelle productrice de l'onde sonore.

L'auteur donne une série de photographies montrant les phénomènes de propagation, de réflexion, de réfraction, de diffraction d'ondes sonores.

Pour la réfraction, on employait une boîte dont deux parois étaient formées de pellicules minces de collodion, ou un prisme dont les faces d'entrée et de sortie étaient également faites de pellicules minces de collodion, boîte et prisme remplis d'acide carbonique ou d'hydrogène.

La diffraction était produite par une fente de 3 millimètres limitée par deux plaques de verre, ou par un réseau grossier formé de baguettes de verre montées en forme de demi-cylindre au centre duquel part l'onde.

([1]) *Pogg. Ann.*, CXXXI, p. 33; 1867.

On a aussi observé la réflexion sur une surface cannelée et la note musicale produite par la réflexion d'une simple pulsation sur une série de plaques en escalier.

Lord KELVIN. — Magnetism and Molecular Rotation (Magnétisme et pouvoir rotatoire). — P. 236.

On considère le dispositif suivant : Un tube fermé en forme d'anneau de matière isolante chargé d'une quantité e d'électricité positive rempli d'un fluide isolant incompressible chargé de la même quantité e d'électricité négative.

Dans un champ magnétique, le tube et le fluide tournent en sens inverse avec des vitesses angulaires $\frac{eAM}{r\omega}$, $\frac{eAM}{r.\omega'}$, les énergies cinétiques étant $\frac{1}{2}\frac{e^2A^2M^2}{\omega}$, $\frac{1}{2}\frac{e^2A^2M^2}{\omega'}$, où ω, ω' sont les masses du tube et du fluide ; A, la surface enveloppée par le tube ; M, la composante de la force magnétique perpendiculaire au plan du tube.

Si l'anneau est emprisonné dans l'éther solide incompressible et attaché à lui assez fortement pour prévenir un glissement, la naissance du champ magnétique produira un train d'ondes de vibrations transversales, et l'anneau viendra au repos au bout d'un temps infini, suivant la loi de $\varepsilon^{-pt} \sin qt$.

Ce dispositif remplace le mouvement rotatoire et le couple imaginés autrefois pour expliquer la rotation du plan de polarisation dans un champ magnétique et montre comment le volant du gyrostat imaginé se met à tourner à la naissance du champ magnétique et s'arrête quand le champ devient nul.

Pour donner à ce gyrostat la qualité essentielle de la molécule vibrante des Stokes-Maxwell-Sellmeier, on le suppose relié à l'éther environnant par des ressorts pouvant fournir eux-mêmes l'énergie nécessaire et en prenant comme gyrostat le doublet électrique ci-dessus. On cherche quelle doit être la nature du lien élastique qui doit le relier à une sphère creuse dans l'éther pour remplir les conditions d'une molécule radiante.

On voit qu'on ne peut expliquer ainsi le phénomène de Zeeman, pour lequel lord Kelvin déclare que la théorie de Lorentz lui paraît vraie. On peut expliquer, au contraire, le diamagnétisme de Faraday.

Perreau.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXVIII, n° 8 ; 1899.

G. TAMMANN. — Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Sur les limites de l'état solide). — P. 629-657.

1° Les courbes de fusion ont leur concavité tournée vers l'axe des pressions, tant que la chaleur de fusion est positive, aussi bien les courbes ascendantes que les courbes descendantes. La même règle s'applique aux courbes de transformation. Il y a toutefois une exception avec le nitrate d'ammonium pour lequel la courbe de transformation est tournée en sens inverse. A cette allure différente correspond une variation anormale des chaleurs spécifiques ;

2° L'expérience montre que, dans les conditions de température et de pression où la chaleur de fusion approche de la valeur zéro (acide acétique et diéthylamine) ou même atteint cette valeur (eau et iodure d'argent), la différence entre les volumes spécifiques du liquide et du corps cristallisé a encore une certaine valeur ;

3° Dans le cas où jusqu'aux températures les plus élevées la courbe de fusion s'élève quand la pression augmente, on peut vraisemblablement fixer aux températures et pressions suivantes les points de fusion maxima extrapolés pour les substances désignées ci-après :

Naphtaline...............	261°	et	11.500	kilogrammes
Acide carbonique........	76°	et	13.000	—
Hydrate de chlorure de calcium à $6H^2O$........	86°	et	10.000	—

4° Les valeurs de $\frac{dT}{dp}$, prises pour diverses substances à la même pression, sont assez différentes les unes des autres. Pour $p = 0$, $\frac{dT}{dp}$ atteint sa plus grande valeur $+ 0,0366$ avec la naphtaline ; les valeurs les plus faibles sont atteintes avec

le sodium,	0,0077
le mercure,	0,0054
l'eau,	— 0,00714

5° On a réalisé des triples points au contact d'un liquide et de deux cristaux polymorphes en équilibre :

Avec CO^2 à...........	— 7°,5	et	2.800	kilogrammes
Acide acétique........	44°	et	1.900	—
Soufre...............	15°	et	1.320	—

On a même réalisé un triple point pour trois cristaux polymorphes en équilibre. C'est ce qu'on a obtenu avec l'azotate d'ammonium à 64°,2 et 930 kilogrammes.

L. Marchis.

A. ABT. — Uber magnetischen Eigenschaften des Hämatits (Sur les propriétés magnétiques de l'hématite). — P. 658-672.

L'intensité d'aimantation de l'hématite croît d'abord moins rapidement que le champ, puis plus rapidement, puis de nouveau moins rapidement, c'est-à-dire que l'allure de la courbe est celle qui caractérise les corps très magnétiques. En particulier, l'auteur a comparé l'aimantation de l'hématite à celle de la magnétite ; mais ses mesures faites sur des échantillons où le champ démagnétisant était très considérable ne donnent pas les valeurs absolues de la perméabilité.

Ch. Maurain.

A. BOCK. — Der blaue Dampfstrahl (Le jet bleu de vapeur). — P. 674-687.

Certaines substances que Helmholtz appelle *actives*, mises en présence d'un jet de vapeur d'eau, lui communiquent diverses colorations, parmi lesquelles une coloration bleue se montre particulièrement stable. M. Bock obtient ce jet bleu de vapeur, en envoyant contre l'ajutage d'où elle s'échappe un courant d'air chargé d'acide chlorhydrique concentré. La couleur obtenue est alors nettement bleue; elle se rapproche beaucoup du bleu du ciel, ce qui donne à l'expérience un grand intérêt.

1. M. Bock a étudié cette coloration et vérifié cette similitude, en improvisant un spectrophotomètre de construction très simple [1].

(1) C'est une sorte de spectroscope à deux fentes, l'une au-dessus de l'autre. L'une d'elles est éclairée par un écran blanc diffusant les rayons solaires, l'autre par le jet de vapeur. L'une des fentes a une largeur variable. L'observateur la modifie à son gré en agissant sur la grande branche d'un levier dont on esure facilement les déplacements.

Le jet de vapeur étant éclairé par un faisceau de rayons solaires, on trouve que l'intensité des différents rayons diffusés suit approximativement la loi de lord Rayleigh (loi de l'inverse de la quatrième puissance des longueurs d'onde).

2. L'auteur a fait quelques recherches sur la *polarisation* de la lumière émise. Si le jet de vapeur est éclairé par la lumière du jour, la lumière diffusée, franchement bleue, n'est pas polarisée. S'il est éclairé par un *faisceau* de lumière solaire, on remarque que la couleur n'est plus d'un bleu franc, mais paraît lavée de blanc, surtout si l'acide est peu concentré. Si on observe alors, dans une direction perpendiculaire au faisceau incident, à travers un analyseur, on observe que cette nuance blanchâtre s'efface pour une certaine orientation de l'analyseur. La couleur bleu d'azur ainsi obtenue est identique, d'après Sohncke, au *résidu bleu* de Tyndall.

L'effet de l'analyseur est particulièrement net lorsqu'on rend le faisceau incident encore plus intense en concentrant par une lentille les rayons du soleil ou de l'arc. Pour une certaine orientation de l'analyseur, le jet de vapeur brille comme l'argent; pour l'orientation perpendiculaire, il est bleu d'azur. On peut alors, avec le spectrophotomètre, voir que les rayons rouges, jaunes et verts sont polarisés, tandis que les rayons bleus et violets ne le sont pas du tout.

3. Si l'on produit, avec le même appareil, un jet de vapeur d'eau pure, et qu'on regarde au travers un point lumineux très brillant, on voit des *anneaux de diffraction*. Ces anneaux s'élargissent lorsqu'on introduit de l'acide chlorhydrique de façon à donner au jet une couleur rougeâtre, et finissent par disparaître lorsqu'on en met davantage et que le jet devient bleu. Lorsque les anneaux sont visibles, on peut mésurer leur diamètre et en déduire le diamètre moyen des gouttelettes liquides. Ces mesures, faites par l'auteur, indiquent bien que l'acide rend les gouttelettes plus petites, et que, lorsque le jet est bleu, leurs dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde. Ces expériences viennent ainsi à l'appui, d'après M. Bock, d'une explication théorique proposée par Sohncke.

A. Cotton.

Otto BERG. — Ueber die Bedeutung der Kathodenstrahlen und Canalstrahlen für den Entladungsmechanismus (Étude qualitative du mécanisme de la décharge par les rayons cathodiques et les rayons de Goldstein). — P. 688-697.

Dans le tube sont : une électrode plate *a* ; une deuxième électrode, *b*, parallèle à la précédente, et percée d'un trou; enfin une plaque *c* parallèle aux deux électrodes. Lorsque *a* est cathode, les rayons cathodiques qu'elle envoie passent à travers le trou de *b*, et viennent frapper *c*. On relie *a* au pôle négatif d'une machine électrostatique, et l'autre pôle à *b* et *c*; dans ces conditions, une partie du courant passe de l'anode *b* à la cathode *a*, constituant la décharge ordinaire dans les tubes raréfiés; une autre partie suit le chemin des rayons cathodiques, de *c* à *a*. Des galvanomètres et électromètres permettent de mesurer les courants dans les différentes branches et les différences de potentiel. On peut intervertir les communications.

Les expériences effectuées avec ce dispositif montrent que les quantités d'électricité transportées par les rayons cathodiques sont du même ordre de grandeur que celles mises en jeu dans les décharges dans les tubes raréfiés ordinaires; les rayons cathodiques dépendent uniquement de la différence de potentiel.

Les rayons de Goldstein (Canalstrahlen) semblent devoir être considérés comme des rayons anodiques; les différences entre ces rayons et les rayons cathodiques consistent principalement en ce que : 1° Ils excitent une moindre phosphorescence et sont, par suite, moins apparents; 2° Ils sont moins sensibles au champ magnétique; 3° D'après des recherches récentes de Wehnelt[1], ils sont dirigés surtout vers la cathode, tandis que la direction des rayons cathodiques est indépendante de la position de l'anode; 4° Ils jouent relativement à la décharge un rôle moindre.

Ch. Maurain.

Rudolf H. WEBER. — Ueber die Anwendung der Dämpfung durch Inductionsströme zur Bestimmung der Leitfähigheit von Legirungen (Application de l'amortissement par les courants induits à la détermination de la conductibilité des alliages). — P. 705-728.

On peut faire osciller le corps à étudier, mis par exemple sous forme de cylindre, dans un champ magnétique fixe, ou encore faire

(1) A. Wehnelt, *Wied. Ann*, t. LXVII, p. 421 ; 1899 ; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 283.

osciller un aimant près d'une masse fixe du corps; la méthode, appliquée à des masses de même forme et de nature différente permet de déduire le rapport des conductibilités de celui des décréments. L'auteur l'a utilisée sous la première forme pour l'étude des alliages cuivre-zinc, et sous la deuxième pour celle des amalgames de zinc. Pour les alliages cuivre-zinc, la courbe représentant la résistance en fonction du pour 100 de cuivre présente deux parties en forme d'arc prononcé, se raccordant en un point anguleux non précisé par l'auteur, mais qui correspond à 52 ou 53 0/0 de cuivre. La courbe des poids spécifiques présente d'ailleurs un point anguleux dans la même région. Pour les amalgames, la courbe est continue et présente un point d'inflexion. Des expériences faites à 275° sur les mêmes amalgames ont donné une courbe également continue, mais d'aspect différent, sans point d'inflexion.

Quelques essais ont montré qu'on pouvait également obtenir de bons résultats en comparant les conductibilités au moyen de l'angle dont un cylindre suspendu à un fil de torsion est entraîné par un champ tournant.

Ch. MAURAIN.

E. RIECKE. — Ueber die Arbeit, welche in grösseren Funkenstrecken einer Töpler'schen Influenzmaschine verbraucht ist (Sur l'énergie dépensée dans les flux d'étincelles d'une machine électrostatique de Töpler). — P. 729-739.

On mesurait l'énergie consommée dans le moteur électrique mettant la machine en mouvement. Une première série d'expériences, faites les pôles étant au contact, a donné l'énergie consommée par la machine; soit T cette énergie par seconde, n le nombre de tours; les résultats sont représentés à peu près par la formule :

$$\frac{T}{n} = a + bn,$$

c'est-à-dire que l'énergie dépensée par tour est une fonction linéaire croissante de la vitesse.

D'ailleurs, on a mesuré, pour un même nombre de tours, l'énergie consommée, soit les deux pôles étant au contact, soit les deux pôles étant à une certaine distance, de manière à obtenir un flux continu d'étincelles : la différence représente l'énergie consommée dans ces

étincelles. Voici la moyenne des résultats :

Distance des pôles	Énergie par tour	Nombre de tours	Énergie par seconde	Calories-grammes par seconde
2^{cm}	1^{w},64	12,79	20,97	4,96
4	2 ,08	12,65	26,35	6,06
6	3 ,27	12,53	41	9,56
8	1 ,79	12,61	22,59	5,39

D'autres mesures du même genre doivent être faites prochainement avec une autre machine agencée dans ce but.

Ch. MAURAIN.

HASCHEK et MACHE. — Ueber den Druck im Funken (Sur la variation de pression due aux étincelles). — P. 740-751.

Les électrodes étaient reliées aux bornes d'un transformateur donnant 5200 volts; elles pénétraient dans un ballon où l'on pouvait faire arriver différents gaz, à une pression mesurée par l'ascension d'huile de vaseline dans un tube barométrique. Les expériences ont prouvé que l'augmentation de pression qui se produit sur le trajet des étincelles est due aux vapeurs métalliques enlevées des électrodes. Elle varie, en effet, avec la nature des électrodes et avec l'énergie dépensée dans la décharge. L'augmentation de pression qui est produite par l'arc électrique est un indice de l'intermittence du phénomène.

Ch. MAURAIN.

C.-A. SKINNER. — Ueber das Anodengefälle bei der Glimmentladung (Sur la chute du potentiel anodique). — P. 752-768.

Dans les tubes à gaz raréfiés il existe, lors de la décharge, une chute de potentiel à l'anode aussi bien qu'à la cathode; elle est plus rapide et aussi beaucoup plus faible qu'à la cathode. Le gradient à l'intérieur de la gaine brillante qui entoure l'anode est négligeable, et la chute de potentiel est localisée entre l'anode et cette gaine. Cette chute de potentiel anodique est indépendante de la densité du courant, quelles que soient les conditions; elle croît lentement avec la pression du gaz (qui a toujours été l'azote); elle est beaucoup altérée par les impuretés du gaz; sa valeur a varié entre 18 et 35 volts pour les métaux essayés (platine, aluminium, fer, cuivre, zinc, magnésium); les métaux qui donnent à la cathode la

chute de potentiel la plus grande sont, au contraire, ceux qui donnent la plus petite à l'anode.

Ch. Maurain.

G.-C. SCHMIDT. — Nachtrag zu meiner Arbeit über « Polarisirte Fluorescenz » (Addition à mon travail sur la « fluorescence polarisée »). — P. 779-782.

D'après Sohncke [1], les cristaux *biréfringents* qui sont fluorescents émettent par fluorescence de la lumière polarisée. Schmidt avait cité déjà [2] des exceptions à cette règle. Il en indique d'autres aujourd'hui. Ainsi l'*acétate de potassium et d'uranyle* cristallise en beaux cristaux quadratiques : c'est une substance fluorescente, et même phosphorescente ; or, si on l'examine au phosphoroscope, on voit que les rayons émis ne paraissent pas du tout polarisés.

Il en est de même d'autres substances fluorescentes et rendues artificiellement biréfringentes : *verre* comprimé exposé aux rayons cathodiques ; *sulfure de carbone* contenant de la chlorophylle placé entre les armatures d'un condensateur.

A. Cotton.

Hans ROSENTHAL. — Ueber die Absorption, Emission und Reflexion von Quarz, Glimmer und Glas (Absorption, émission et réflexion de l'infra-rouge par le quartz, le mica et le verre). — P. 783-800.

Les mesures de M. Rosenthal se rapportent principalement à la région infra-rouge comprise entre les longueurs d'onde 5μ et 10μ. Les progrès réalisés dans l'étude de l'infra-rouge lui ont permis de compléter et de rectifier sur quelques points les résultats antérieurs de Rubens, Nichols, Boumann.

1° L'étude du *pouvoir réflecteur* est faite, à l'exemple de Rubens et Nichols, à l'aide de plusieurs réflexions successives. Avant de pénétrer dans le spectroscope, les rayons se réfléchissent sur trois miroirs de la substance à étudier. On compare les impulsions observées au galvanomètre à celles obtenues en remplaçant les miroirs par d'autres en argent. Un calcul simple donne alors le pouvoir réflecteur, celui de l'argent étant pris égal à l'unité.

(1) Sohncke, *Wied. Ann.*, LVIII, p. 417 ; 1896 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 311 ; 1897.

(2) G.-C. Schmidt, *Wied. Ann.*, LX, p. 741 ; 1897 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 403 ; 1897.

Les tables et les courbes relatives au pouvoir réflecteur du *quartz* indiquent très nettement, dans la région étudiée, deux maxima. Le premier maximum (vers $\lambda = 8,42\mu$) est à la place où Nichols l'avait trouvé ; le second (vers $\lambda = 9,03\mu$) est plus écarté de l'autre et plus intense que ne le croyait Nichols. Le *mica* et le *verre* paraissent avoir aussi deux maxima de réflexion ; mais, dans le cas du mica, l'auteur n'a pu mettre en évidence directement que le plus intense.

2° Le quartz, sous une épaisseur de 18μ seulement, absorbe complètement les radiations entre 7 et 9μ (Nichols). Aussi l'auteur, qui disposait d'une lame de $0^{mm},1$, a étudié la façon dont elle se comportait pour des radiations de plus grande longueur d'onde. Il a trouvé que, pour des longueurs d'onde supérieures à 10μ, elle devient transparente, jusqu'à laisser passer 35 0/0 de la radiation $\lambda = 16\mu$: puis redevient plus absorbante à mesure qu'on se rapproche de l'autre maximum de réflexion situé vers 20μ. Le mica a pu être étudié en couches plus minces; on trouvera les résultats relatifs à l'absorption des radiations comprises entre 4 et 9μ par trois échantillons de diverses épaisseurs. Le verre, sous l'épaisseur de $0^{mm},2$, s'est montré complètement opaque.

3° L'étude plus difficile de l'*émission* a exigé un plus grand nombre d'essais préliminaires, portant surtout sur le dispositif à employer pour porter les substances à étudier à des températures déterminées. Les lames minces de mica ont été chauffées à l'aide de l'appareil antérieurement employé par Magnus; quant aux lames plus épaisses de mica, de verre ou de quartz, elles sont opaques pour les radiations étudiées et peuvent être chauffées par l'intermédiaire de lames métalliques. On trouvera dans le mémoire la description de l'appareil employé.

Un résultat intéressant fourni par cette étude est le suivant : *Dans les régions où le pouvoir réflecteur passe par un maximum, le pouvoir émissif passe par un minimum.*

Ce résultat est conforme à la loi de Kirchhoff. L'auteur a même pu vérifier numériquement cette loi dans le cas du mica et du quartz (en lames assez épaisses pour être opaques). Il a vérifié, en effet, que, dans ce cas, le pouvoir émissif rapporté à un corps « noir », est égal à $1 - r$, r étant le pouvoir réflecteur pour la même radiation. Le corps « noir », auquel on comparait le rayonnement de chaque substance, était une lame de cuivre oxydé faisant partie de l'appareil de chauffe.

A. Cotton.

CARL FORCH. — Ueber die Oberflächenspannung wässeriger Lösungen (Sur la tension superficielle des dissolutions aqueuses). — P. 801-816.

L'auteur se propose de résoudre les deux questions suivantes :

1° Dans quelles limites existe-t-il une proportionnalité entre la variation de la tension superficielle et la concentration, tant pour les sels organiques que pour les autres?

2° La règle de Traube sur l'augmentation de l'abaissement moléculaire de la tension superficielle avec la dilution est-elle vraie pour d'autres acides que les acides gras, pour lesquels elle a été d'abord énoncée?

La première loi est vraie pour NaCl, So^4Na^2, AzO^3Na, pour l'acide phosphorique et pour le sucre. La règle de Traube n'est pas vraie pour tous les termes de la série des acides gras ; elle s'applique aux termes inférieurs de la série jusqu'à l'acide butyrique inclusivement, mais il n'en est plus de même pour les termes supérieurs.

La méthode employée pour les mesures est celle déduite de la mesure de la masse des gouttes; cette méthode ne peut fournir des valeurs absolues, mais elle est très bonne pour des expériences de comparaison.

L. MARCHIS.

L. HOLBORN et A. DAY. — Ueber das Luftthermometer bei hohen Temperaturen (Sur l'emploi du thermomètre à air pour mesurer les températures élevées). — P. 817-852.

Après un historique soigné des tentatives faites pour mesurer les hautes températures avec un thermomètre à gaz, les auteurs décrivent l'instrument dont ils se sont servi. Cet appareil ne diffère que par des détails de construction de l'appareil bien connu du Bureau international des Poids et Mesures. Mais, suivant les températures à mesurer, le réservoir est construit : 1° en verre d'Iéna 59^{III} (verre au borosilicate), pour les mesures entre 200° et 500°; 2° en porcelaine vernissée intérieurement, pour les températures supérieures à 500°; 3° en platine iridié.

Pour échauffer le réservoir, on se servait, soit d'un bain d'azotate de potassium, soit de vapeurs de zinc en ébullition, soit d'un four électrique. Pour constituer celui-ci, on entourait le réservoir d'une

bobine en fil de nickel ayant 2 millimètres de diamètre et dans lequel on faisait passer un courant convenable.

Les résultats donnés par ces thermomètres étaient comparés à ceux fournis par un couple platine-platine rhodié. De cette manière on pouvait comparer les thermomètres construits avec des réservoirs en porcelaine avec celui qui était fait d'un réservoir de platine iridié.

Les différences observées sont toujours de même signe; au-dessous de 1.000°, les différences sont faibles et de l'ordre des erreurs d'observation; mais, au-delà de 1.000°, ces différences augmentent rapidement et deviennent notables.

L. Marchis.

W. DITTENBERGER et R. DIETZ. — Ueber das elektrolytische Verhalten des Platin-und Zinnchlorids (Sur l'attitude électrolytique du chlorure de platine et du chlorure d'étain). — P. 853-859.

Dans un mémoire récent, dont on a donné ici une analyse détaillée (1), M. Kohlrausch arrivait à cette conclusion que le chlorure de platine doit entrer en solution à l'état H^2PtCl^4O, et se rompre, lors de l'électrolyse, en les ions H^2 et $PtCl^4O$, de sorte que le métal irait vers l'anode.

Il résulte d'un travail plus récent de MM. Hittorf et Salkowski (2) qu'effectivement le chlorure de platine et le chlorure d'or se conduisent, en solution aqueuse, comme des acides dans lesquels le métal est un élément du radical.

Dans le mémoire actuel, les auteurs publient les nombres de transport qu'ils ont trouvés pour des solutions de chlorure de platine. Comme Hittorf, ils ont constaté que le nombre de transport de l'anion diminue en même temps que la concentration.

D'autre part, ils ont observé, comme M. F. Wagner (3), que la conductibilité d'une solution de chlorure de platine croît très considérablement avec le temps; Kohlrausch a attribué cette modification de la solution à l'action de la lumière.

Il n'est pas vraisemblable, d'après les auteurs, que cette modification progressive consiste en une mise en liberté d'acide chlorhy-

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 302; 1898.
(2) Hittorf et Salkowski, *Zeitschr. f. phys. Chim.*, XXVIII, p. 546; 1899.
(3) F. Wagner, *Zeitschr. f. physik. Chim.*, XXVIII, p. 66; 1899.

drique, car celle-ci entraînerait une diminution du nombre de transport de l'anion avec le temps, ce qui est contraire à l'expérience.

Mais, si on compare les nombres de transport relatifs au chlorhydrate de platine H^2PtCl^6 aux nombres de transport relatifs au chlorure de platine, pour des concentrations à peu près égales, on constate qu'ils concordent presque. C'est ce qui fait penser aux auteurs que, suivant l'opinion de M. Wagner, le chlorure de platine en solution se décompose peut-être peu à peu en chlorhydrate H^2PtCl^6 (lequel a une conductibilité beaucoup plus grande que le chlorure de platine fraîchement dissous) et en un composé plus pauvre en chlore, peut-être d'après l'équation :

$$2H^2PtCl^4O = H^2PtCl^6 + PtCl^2O + H^2O.$$

Chlorure d'étain. — Hittorf [1] a observé autrefois, en électrolysant une solution aqueuse de chlorure d'étain, un faible transport du métal vers la cathode; mais il ne l'a pas tenu pour réel, parce qu'il pouvait être attribué aux erreurs d'expérience.

Les auteurs ont fait quelques mesures relativement à cet électrolyte. Pour calculer les nombres de transport, il faut faire une hypothèse sur la nature des ions ; ils ont supposé une décomposition en Sn et Cl^4. Il résulte des mesures qu'il y a transport réel du métal vers la cathode ; mais l'hypothèse précédente ne semble pas s'accorder avec les faits, attendu que la mobilité calculée pour l'anion n'est pas de l'ordre de grandeur de celle de l'ion chlore.

H. Bagard.

H.-Th. SIMON. — Ueber einen neuen Flüssigksitsunterbrecher (Sur un nouvel interrupteur liquide). — P. 860-868.

Dans un mémoire qui a été résumé ici tout récemment [2], M. Simon a développé une théorie de l'interrupteur Wehnelt, en s'appuyant uniquement sur la localisation de l'échauffement Joule dans cet appareil. Partant de l'idée fondamentale de cette théorie, il a été conduit à modifier l'interrupteur, et voici, en quelques mots, le principe des nouveaux modèles qu'il a construits.

Si c'est à l'étranglement du courant sur la petite électrode qu'est bien dû, en réalité, le phénomène de l'interruption dans l'appareil

(1) Hittorf, *Pogg. Ann.*, CVI, p. 396; 1859.
(2) Voir ce volume, p. 563.

Wehnelt, on doit arriver au même résultat en rétrécissant fortement la section du conducteur liquide en un autre point ; c'est là que sera concentré cette fois l'échauffement Joule, et qu'il y aura, par suite, vaporisation et interruption. M. Wehnelt avait eu lui-même l'idée de transformer ainsi son interrupteur (1) ; mais la modification qu'il y apporta était défectueuse, et il dut y renoncer ; M. E.-W. Caldwell, de New-York, a aussi construit un interrupteur d'après le même principe.

M. Simon s'est arrêté aux deux dispositifs suivants :

a) Une sorte d'éprouvette à pied en plomb, de 30 centimètres de hauteur et 7 centimètres de diamètre, constitue l'une des électrodes ; elle contient un tube à réaction ordinaire, de 2 à 3 centimètres de diamètre, dont le fond est *percé* de quelques trous de $0^{mm},5$ à 1 millimètre de diamètre ; un cylindre formé d'une feuille de plomb représente la seconde électrode, à l'intérieur du tube de verre. Le tout est rempli d'acide sulfurique étendu (de conductibilité maximum). Un tel appareil, pourvu de trois trous de 1 millimètre de diamètre, a donné 500-700 interruptions par seconde pour une tension d'excitation de 130 volts, et 200-300 pour une tension de 70 volts ;

b) Une cuve de verre parallélipipédique (fond de 7×10 centimètres, hauteur de 25 centimètres) est séparée par une lame de verre mince, percée de quelques trous de 1 millimètre, en deux compartiments contenant chacun une grande plaque de plomb qui sert d'électrode (2).

L'interrupteur ainsi construit jouit des mêmes propriétés que l'interrupteur Wehnelt ; ici encore le nombre d'interruptions par seconde varie dans le même sens que la tension d'excitation, tandis que ses variations sont de sens contraire à celles de la self-induction et de la section au point d'étranglement. La théorie et les formules développées par M. Simon s'appliquent encore au nouvel appareil (3).

---

(1) Voir ce volume, p. 441, note 2.

(2) Voici encore un dispositif, plus intéressant que pratique : On réunit deux vases remplis d'acide et contenant les électrodes par un tube également plein d'acide, mais dans lequel se trouve logée une bulle d'air occupant presque toute la section. L'interruption se produit encore en ce point.

M. Simon s'est servi aussi, comme orifices, de fentes rectangulaires réalisées avec des lames de verre, de façon qu'on puisse régler à volonté leur section et retrouver ainsi les avantages de l'anode réglable de l'interrupteur Wehnelt.

(3) On a objecté à cette théorie qu'un accroissement de la self-induction entraîne tantôt une augmentation, tantôt une diminution de la fréquence des interruptions. Or les formules de M. Simon montrent que les deux cas peuvent effecti-

La fréquence des interruptions, en particulier, est du même ordre de grandeur que celle donnée par l'interrupteur Wehnelt. Il en est de même de la résistance propre de l'appareil, qu'on peut réduire par un choix convenable de ses dimensions ; à ce point de vue, il y aurait avantage à prendre, avec la forme *b* de l'appareil, deux électrodes hémisphériques, dont le centre commun se trouverait sur la paroi de séparation, à une faible distance de trous percés dans cette paroi.

Le nouvel interrupteur fonctionne de la même manière pour les deux sens du courant ; donc, contrairement à l'interrupteur Wehnelt, il interrompt un courant alternatif dans ses deux phases. Tandis qu'avec l'ancien dispositif il y a souvent des ratés, en particulier quand le liquide se trouve trop échauffé, lors d'une longue opération, l'auteur n'en a jamais constaté avec son appareil ; il en résulte qu'on pourrait en réduire les dimensions, et qu'il n'est pas nécessaire de le refroidir.

Enfin ces nouveaux modèles d'interrupteur ne sont pas fragiles ; ils ont déjà servi pendant plusieurs mois sans subir de changement appréciable. A cet égard, il importe de noter que les trous sont faits par percement et non par soufflage du verre.

Avec la forme *b*, on voit, à chaque interruption, sortir des ouvertures, du côté de chaque électrode, un courant violent et nettement limité de bulles gazeuses ; la chaleur développée détermine non seulement une vaporisation très active, mais encore une dissociation explosive de la vapeur d'eau. Enfin, comme sur l'anode de l'interrupteur Wehnelt, il se produit, pour une self-induction suffisante, un phénomène lumineux sur les orifices des appareils actuels ; c'est encore l'étincelle d'ouverture qui perce la couche de gaz et la porte à l'incandescence.

M. Simon a constaté une perte d'énergie s'élevant à 68 0/0 dans un interrupteur de la forme *a*, muni de trois trous de 1 millimètre carré de section. Avec un appareil de la forme *b*, présentant quatre ouvertures de $0^{mm},75$ de diamètre, la perte n'était plus que de 56 0/0 pour une tension d'excitation de 70 volts, et de 47 0/0 pour une tension de 130 volts (dans le dernier cas, le liquide était plus chaud et, par suite, la résistance plus faible). On atteindra sans doute de meilleurs rendements.

H. Bagard.

---

vement se produire ; car cette fréquence dépend à la fois de la self-induction et de la résistance, étant fonction de la *constante de temps* $\frac{L}{W}$ du circuit.

F.-A. SCHULTZE. — Zur Bestimmung der Schwingungszahlen sehr hoher Töne (Sur la détermination de la hauteur de sons très aigus). — P. 869-882.

Les deux méthodes décrites par M. Schultze donnent la *longueur d'onde* du son à étudier. On en déduit ensuite la valeur de la hauteur, en utilisant les résultats connus pour la vitesse du son dans les tuyaux.

L'une des méthodes consiste à utiliser l'appareil d'interférence de Quincke; les maxima et les minima produits par l'interférence sont observés à l'oreille, ou à l'aide d'une membrane de mica recouverte de sable. Avec cet appareil, M. Schultze a vérifié la validité, pour les sons très aigus, de la formule de Helmholtz relative aux résonnateurs cubiques.

L'autre méthode pour la mesure de la longueur d'onde n'est autre que celle de Kundt, telle qu'elle a été récemment employée et décrite par A. Schwendt.

Les résultats trouvés sont d'accord avec ceux que Stumpf et Meyer avaient obtenus en étudiant les mêmes instruments à l'aide des sons de différence.

A. Cotton.

H. HAGA et C.-H. WIND. — Die Beugung der Röntgenstrahlen (La diffraction des rayons de Röntgen). — P. 884.

Ce mémoire expose l'ensemble des recherches effectuées depuis deux ans, à l'Institut de Physique de l'Université de Groningue, dans le but de déterminer les longueurs d'onde des rayons X.

Les recherches ont commencé par l'examen des maxima d'impression qui se produisent sur une plaque photographique recevant un pinceau de rayons X, défini par deux fentes parallèles. Ces maxima photographiques avaient été considérés comme des franges de diffraction par Fomm [1]. M. Wind [2] remarqua d'abord que la théorie de la diffraction de Fresnel, étendue au cas où la première fente a une largeur notable, fait prévoir l'existence de pareils maxima; il lui semblait possible, dès lors, de déterminer par ces phénomènes la longueur d'onde des rayons X. Mais la mesure des distances des maxima

[1] Fomm, *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 350; 1896.

[2] C.-H. Wind, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences d'Amsterdam*, t. V, p. 448; t. VI, p. 79 (1897).

donnés par deux fentes de largeurs et de positions connues, conduisit M. Wind à considérer le phénomène comme une nouvelle *illusion optique*, produisant un maximum ou un minimum d'impression photographique à la séparation de deux zones, dont les gradients d'éclairement sont très différemment inclinés (¹). Il fallait alors abandonner les conclusions des anciennes expériences.

De là une nouvelle série d'expériences : d'abord une étude de l'influence de l'illusion optique précédente sur les phénomènes de diffraction de la lumière à travers une fente. Une comparaison soignée entre les phénomènes produits par les rayons X et les phénomènes produits par la lumière avec une fente en forme de coin conduisit M. Wind à trouver la valeur $0^{\mu\mu},2$ comme limite supérieure des longueurs d'onde possibles des rayons X ; de plus, certaines particularités délicates des radiographies pouvaient être expliquées par une diffraction et conduisaient dans cette hypothèse à une longueur d'onde voisine de $0^{\mu\mu},15$. Ensuite furent faites (²) en commun, avec le Prof. Haga (³), les recherches dont il a été rendu compte dans ce journal (⁴) et qui ont conduit à des valeurs du même ordre de grandeur.

Remarque I. — Au sujet de la première série d'expériences de M. C.-H. Wind, je rappelle que j'ai, le premier, donné la loi qui régit les positions des maxima et minima d'impression photographique, rétinienne ou radiographique (⁵), et que je les ai expliquées par une *illusion optique* (⁶), en dénonçant l'erreur commise par Fomm, comme aussi par Kümmel (⁷), par L. Calmette et G.-T. Thuillier (⁸), qui avaient pris ces effets pour des phénomènes de diffraction. La même erreur a été commise plus tard par J. Precht (⁹) et tout récem-

---

(¹) C.-H. Wind, *loc. cit.*, mai 1898 ; — *Beiblätter*, t. XXII, p. 853 (1898).

(²) C.-H. Wind, *loc. cit.*, juin 1898 ; — *Beiblätter*, *loc. cit.*

(³) Haga et Wind, *Académie des Sciences d'Amsterdam*, mars 1899.

(⁴) Voir ce volume, pp. 332 et 434.

(⁵) G. Sagnac, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* de 1896, t. CXXIII, p. 880 ; — et *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 169 ; 1897.

(⁶) J'ai exposé la question en détail dans la séance de la Société française de Physique du 15 janvier 1897. J'ai rappelé brièvement mes résultats dans *l'Eclairage électrique* du 18 décembre 1897, t. XIII, p. 535. Mes résultats sont d'accord avec ceux qu'a obtenus plus tard M. C.-H. Wind et parmi lesquels je signale tout spécialement les belles expériences de reproduction de l'illusion optique au moyen de disques tournants convenablement ajourés.

(⁷) Kummell, *Abhandlungen der Naturf. Gesell. zu Halle*, t. XXI.

(⁸) L. Calmette et G.-T. Thuillier, *Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 877.

(⁹) J. Precht, *Wied. Ann*, t. LXI, p. 353-360.

ment encore par M. Maier [1], dont le mémoire est signalé ci-après.

REMARQUE II. — Au sujet de la seconde série d'expériences, il paraît bien établi, comme les auteurs le disent, que : « Les longueurs d'onde des rayons de Röntgen sont inférieures à quelques dixièmes de $\mu\mu$ », c'est-à-dire sont au moins mille fois plus petites que la longueur d'onde de la lumière verte. Mais il n'est pas aussi certain de dire que les délicates particularités observées au microscope sur les radiographies soient dues à une diffraction effective correspondant à des longueurs d'onde comprises entre $0^{\mu\mu},01$ et $0^{\mu\mu},27$. Même si l'on écarte, avec les auteurs, l'influence de petits déplacements des différentes pièces de l'appareil pendant la durée de l'expérience et en particulier l'influence de légères rotations de ces pièces, on peut encore se demander si des *effets de contraste* n'interviennent pas ici.

La silhouette de la fente en forme de coin [2], obtenue par MM. Haga et Wind au moyen des rayons X, correspond dans sa *partie supérieure* aux plus grandes largeurs de la fente ; si l'on admet les lois de la propagation rectiligne *sans diffraction* sensible, l'intensité des rayons X qui tombent sur cette partie de la plaque sensible est sensiblement constante dans une région centrale (*noyau*), tandis qu'à droite et à gauche, dans les deux zones latérales de *pénombre*, l'éclairement diminue vers les bords jusqu'à zéro. Il peut alors se faire que les régions latérales de pénombres, qui sont assez étroites, soient en grande partie *éteintes* par suite du voisinage du noyau plus vivement impressionné, en vertu d'un *effet de contraste*. Vers le bas, à mesure que la fente se rétrécit graduellement, le noyau se rétrécit, puis s'évanouit; l'influence du voisinage du noyau disparaît donc graduellement, et l'on comprend que les pénombres reprennent en même temps leurs largeurs véritables, produisant ainsi un *épanouissement* de la silhouette au-dessous de la pointe du noyau, sans que la diffraction intervienne. — L'interprétation que je viens de proposer devra être rejetée, si l'on obtient des radiographies ne présentant plus l'épanouissement au-dessous du noyau en employant les mêmes fentes, sans modifier leurs largeurs, mais en réduisant les distances des fentes et de la plaque sensible *dans un même rapport*, à un dixième par exemple. Dans ces conditions, en effet, l'influence de la diffraction sera négligeable, sans que les conditions de formation

(1) MAIER, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 903-916.

(2) Le lecteur est prié de se reporter à l'analyse déjà citée du mémoire de MM. Haga et Wind, pp. 332 et 434 de ce volume.

de la silhouette suivant les lois de la propagation rectiligne soient modifiées.

G. SAGNAC.

C.-H. WIND. — Ueber die Deutung der Beugungserscheinungen bei Röntgenstrahlen (Sur la signification des phénomènes de diffraction des rayons Röntgen). — P. 896.

Pour interpréter les phénomènes de diffraction décrits dans le mémoire précédent, il n'est pas nécessaire de supposer que la source des rayons de Röntgen présente des vibrations définies de périodes environ 3000 fois plus petites, ou même encore moins, que la période de la lumière jaune et que le système mécanique qui forme cette source possède, par suite, des dimensions considérablement plus petites que celles des systèmes vibratoires lumineux, ou bien est d'une tout autre nature. Il suffit d'admettre que les vibrations propres de la source ont une fréquence comparable à celle de la lumière visible, mais changent tout à fait irrégulièrement de phase, ou bien sont très fortement amorties; d'une manière plus générale, il suffit d'admettre que l'état vibratoire de la source varie de manière que les amplitudes des vibrations élémentaires du développement de Fourier, qui représente l'état vibratoire de la source dans un certain intervalle de temps très grand, soient d'un certain ordre de grandeur pour les petites longueurs d'onde λ_x, calculées d'après les phénomènes de diffraction étudiés dans le mémoire précédent, mais diminuent beaucoup dès que λ descend au-dessous de λ_x. Il est aujourd'hui bien établi, principalement depuis le travail classique de M. Gouy [1], que la superposition des vibrations élémentaires de la série de Fourier équivaut entièrement au mouvement vibratoire développé par cette série, même en ce qui concerne les quantités d'énergie, bien que cela puisse paraître extraordinaire *a priori*.

Si l'on représente géométriquement l'énergie en fonction de la fréquence des vibrations élémentaires de la série de Fourier, puis en fonction de la racine carrée des longueurs d'onde, on trouve que, si l'ordonnée de la première courbe est maximum pour une fréquence correspondant à une certaine longueur d'onde λ_1, l'ordonnée de la seconde courbe n'est maximum que pour une longueur d'onde con-

---

(1) GOUY, *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 354 ; 1886.

sidérablement inférieure à λ_1, par exemple des milliers de fois plus petite, et d'autant plus petite que la première courbe est plus aplatie.

Le second mode de représentation correspond au phénomène de l'épanouissement des rayons X à travers une fente en forme de coin. Le fait observé par les auteurs qu'il y a, non pas un élargissement général de la silhouette de la fente, mais plusieurs élargissements localisés, s'interprète en disant que chacun de ces élargissements correspond à un maximum de la courbe de l'énergie en fonction de $\sqrt{\lambda}$. D'ailleurs, comme l'expérience a duré longtemps et que le tube producteur de rayons X a dû présenter des degrés de dureté divers, il convient de supposer que les divers maximum d'énergie ne subsistent pas à un même moment, mais correspondent aux courbes d'énergie qui représentent les stades successifs de l'émission des rayons X.

G. Sagnac.

E. DE HAEN. — Ueber eine radioactive Substanz (Sur une substance radioactive). — P. 902.

L'auteur déclare avoir traité une importante masse de minerai d'uranium et avoir réussi à en retirer des substances (1) qui possèdent à un très haut degré les propriétés qui ont conduit M. et Mme Curie à découvrir un nouvel élément, le « radium ». Il a préparé deux échantillons différents, qui exercent tous deux les actions de rayons de Becquerel et luisent très nettement dans l'obscurité d'une manière spontanée, propriété que l'auteur donne comme nouvelle. En réalité, M. et Mme Curie ont déjà obtenu des échantillons *spontanément lumineux* de carbonate de baryum renfermant du radium (2).

L'échantillon qui luit spontanément avec la plus grande intensité est celui qui excite le moins vivement la luminescence du platinocyanure de baryum et qui s'altère le plus particulièrement à l'humidité; après quelques heures d'exposition à l'air humide, il perd la propriété de luire spontanément.

G. Sagnac.

(1) L'auteur offre de fournir ces substances toutes préparées.
(2) Séance du 3 mars 1899 de la Société française de Physique.

M. MAIER. — Beugungsversuche und Wellenlängenbestimmung der Röntgenstrahlen (Recherches sur la diffraction et la détermination des longueurs d'onde des rayons de Röntgen). — P. 903.

L'auteur croit avoir observé la diffraction des rayons X issus de la paroi de verre d'un tube de Crookes. Il a, en réalité, observé simplement le minimum d'impression photographique (apparence de frange), qui se produit entre deux maxima, au centre de la silhouette d'une fente éclairée par une autre fente et qui est sans aucune relation avec la diffraction. C'est la même erreur qui a été déjà commise par un si grand nombre d'expérimentateurs et que j'ai relevée dès 1896 (Voir ci-dessus mes remarques sur le travail de MM. Haga et Wind).

G. Sagnac.

M. ESCHENHAGEN. — Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1898 (Valeurs des éléments du magnétisme terrestre à Potsdam pour l'année 1898). — P. 917-918.

	Valeurs pour 1898	Variations par rapport à 1897
Déclinaison	10°,5',0 ouest	— 4',7
Intensité horizontale	0,18794 C. G. S.	+ 0,00019 C. G. S.
Intensité verticale	0,43408 C. G. S.	+ 0,00010 C. G. S.
Inclinaison	66°,35',3 nord	— 1',0
Intensité totale	0,47302 C. G. S.	+ 0,00016 C. G. S.

On a transporté un petit observatoire, muni d'instruments enregistreurs, à différentes distances du chemin de fer électrique de Spandau pour établir l'influence de ses courants « vagabonds » sur les observations magnétiques. La grandeur de la perturbation s'est montrée inversement proportionnelle à la distance de la ligne. A une distance de $7^{km},5$, on constata encore nettement des perturbations s'élevant à 0,00001 C. G. S. Il en résulte que les observatoires voulant fournir des valeurs isolées des éléments magnétiques avec l'exactitude usuelle de 0,00001 C. G. S., devraient être situées à plus de 8 kilomètres de telles lignes électriques où le retour du courant se fait par les rails ou la terre.

Quant aux observations dont le programme comporte des études spéciales des phénomènes de magnétisme terrestre, exigeant une exactitude 10 fois plus grande, on voit qu'une distance de 15 kilo-

mètres ne suffira pas et qu'il faudra toujours s'assurer, par des études faites en différents points, qu'on n'observe que des phénomènes naturels. H. Bagard.

J. STARK. — Die Entladung der Elektricität von galvanisch glühender Kohle in verdünntes Gas (Décharges électriques, dans les gaz raréfiés, de charbons rendus incandescents par le courant voltaïque). — P. 918-931.

— Der elecktrische Strom zwischen galvanisch glühender Kohle und einem Metall durch verdünntes Gas (Courant électrique, à travers les gaz raréfiés, entre un métal et un charbon incandescent). — P. 931-942.

— Der elektrische Strom durch erhitztes verdünntes Gas (Courant électrique, à travers les gaz raréfiés, portés à haute température). — P. 942-949.

I. Les différences d'actions exercées par un bâton de verre ou par un bâton de résine électrisés sur le filament de charbon d'une lampe à incandescence en activité, conduisent à énoncer les propositions suivantes :

La valeur absolue de la tension de décharge du charbon dans un gaz raréfié diminue quand la température s'élève. — Cette diminution est incomparablement plus rapide pour les charges négatives que pour les charges positives.

II. Une lampe à incandescence est munie d'une électrode métallique. Celle-ci, par l'intermédiaire d'un galvanomètre, est reliée à l'un des pôles de la pile qui alimente la lampe. La déviation du galvanomètre montre qu'un courant traverse l'ampoule, *plus intense s'il va de l'électrode au charbon que s'il est dirigé dans l'autre sens. — La conductibilité du gaz raréfié augmente si la température s'élève.*

III. Si la lampe est munie de deux électrodes, disposées symétriquement par rapport au filament de charbon, si ces deux électrodes communiquent avec une pile, par l'intermédiaire d'un galvanomètre, on obtient encore un courant, dont l'intensité sera évidemment *indépendante de la direction.* L'auteur constate que cette intensité : 1° va en croissant avec la température du *gaz raréfié*, lentement d'abord, puis très rapidement; 2° est plus grande, quand la cathode est plus grosse que l'anode, et inversement; 3° croît plus lentement que la force électromotrice.

F. Carré.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

NOVEMBRE 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

M. B. BRUNHES, adjoint à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VIII. — DÉCEMBRE 1899.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

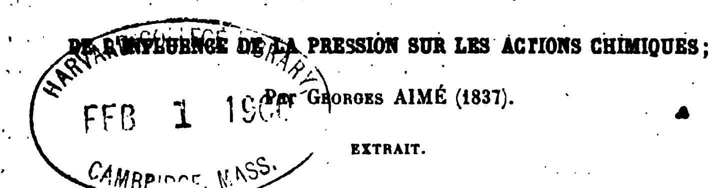
11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

outes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.



DE L'INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LES ACTIONS CHIMIQUES;

Par GEORGES AIMÉ (1837).

EXTRAIT.

G. Aimé, né à Metz le 27 janvier 1810, élève de l'École normale en 1831, publia en 1837 une thèse de doctorat ayant pour titre : *De l'Influence de la pression sur les actions chimiques* (¹). Dans cet écrit très peu connu, après un historique où il insiste surtout sur la célèbre expérience de Hall relative à la fusion du carbonate de chaux sous pression, Aimé décrit des expériences personnelles exécutées en 1834, trente ans avant les premiers écrits de H. Sainte-Claire Deville relatifs au phénomène de la dissociation. Nous reproduisons textuellement ci-dessous, d'après la réimpression qui accompagne la notice historique et critique de M. Duhem (²), la partie de la thèse d'Aimé dans laquelle la notion d'une tension de dissociation nous paraît le plus clairement exprimée. Aimé mourut en 1846, à l'âge de trente-six ans. R.

. . . .

J'ai moi-même entrepris quelques expériences, dans le but d'étudier les effets de la pression, et voici les résultats auxquels je suis arrivé: Ayant placé dans un flacon, dont le col était usé à l'émeri, un manomètre, des morceaux de marbre et de l'acide hydrochlorique étendu d'une fois son volume d'eau, je remarquai que l'action de l'acide sur le marbre s'arrêta à 8 atmosphères; en ouvrant le flacon, l'action recommençait, et, dès que je le refermais, le manomètre accusait la même pression. Cette expérience réussit avec d'autres acides minéraux et d'autres carbonates que celui de chaux; mais, lorsque l'acide est concentré, il y a toujours explosion de l'appareil. J'ai ensuite essayé l'action des acides végétaux concentrés sur les carbonates alcalins et en particulier sur le carbonate de soude; mais, au lieu d'un simple flacon, j'ai opéré avec un appareil plus commode et dont les indications étaient plus exactes: en voici la description:

Une éprouvette de 7 à 8 pouces de longueur, d'un diamètre extérieur de 1 pouce et demi environ, et d'un diamètre intérieur de 14 lignes, fut rodée à sa partie ouverte. Deux disques de cuivre recouverts avec des rondelles de cuir furent placés à ses deux extrémités et maintenus au moyen de trois vis en cuivre parallèles à

(¹) Cette thèse doit être publiée *in extenso* dans les *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*.

(²) *La tension de dissociation avant H. Sainte-Claire Deville. — De l'influence de la pression sur les actions chimiques*, par Georges Aimé (1837), avec une introduction, par P. Duhem. Librairie Hermann, Paris, 1899.

l'axe de l'éprouvette. D'après cette disposition, il était possible de la fermer hermétiquement ; mais, afin de pouvoir introduire dans son intérieur les substances sur lesquelles on voulait opérer, le disque supérieur fut percé à son centre d'un trou de 10 lignes de diamètre. Un écrou fut ensuite disposé de manière à recevoir un couvercle qui était lui-même muni d'un manomètre solidement construit; enfin le disque appuyé sur la partie fermée de l'éprouvette était lui-même fixé sur un pied ou support de manière à pouvoir maintenir l'appareil vertical.

Pour se servir de l'appareil, il suffisait donc d'enlever le couvercle, d'y placer l'acide, d'y jeter ensuite le carbonate, et enfin de replacer le couvercle. Le manomètre pouvait s'enlever de l'appareil sur lequel il était maintenu au moyen d'une vis ; un robinet empêchait le gaz de s'échapper.

Pour savoir si l'appareil ne perdait pas, j'introduisis dans son intérieur de l'air, au moyen d'une pompe foulante vissée sur l'écrou du manomètre ; ayant ainsi constaté que l'éprouvette gardait bien, je recommençai la série de mes expériences.

On sait que l'acide acétique concentré et en excès, versé sur le carbonate de soude ou de potasse, le décompose complètement à l'air libre. Tout l'acide carbonique s'échappe ; il semble donc au premier coup d'œil que, si le gaz provenant de la décomposition est retenu dans l'éprouvette, il doit acquérir, s'il est en quantité suffisante, une tension capable de faire équilibre à 30 atmosphères ; car, à la température ordinaire, c'est la force qu'il est nécessaire d'employer pour le liquéfier. Cependant, si l'on considère que l'énergie de l'acide carbonique doit croître avec sa densité, on conçoit que, sous une certaine pression, il pourra acquérir une force d'action sur les alcalis comparable à celle des acides végétaux, et que par conséquent à cette pression la décomposition pourra s'arrêter. C'est, en effet, ce que l'expérience confirme parfaitement.

Avec le carbonate de soude et l'acide tartrique, la pression n'a pas dépassé 7 atmosphères ; avec l'acide acétique, la pression a atteint 6 atmosphères.

Avec l'acide citrique, le manomètre a marqué 6 atmosphères et demie.

Désirant reconnaître si la décomposition du carbonate était arrêtée par la pression de l'acide carbonique seul ou par la pression d'un gaz quelconque, j'introduisis un acide dans une ampoule en verre termi-

née par un tube capillaire ayant à peu près la longueur de l'éprouvette. L'ampoule fut placée dans l'éprouvette; je comprimai l'air à 3 ou 4 atmosphères; je brisai ensuite l'ampoule, et le manomètre marqua 3 ou 4 atmosphères de plus que celles qu'indiquait le manomètre avec la seule pression de l'acide carbonique. Ce n'est que la pression de l'acide carbonique seul qui peut arrêter la décomposition d'un carbonate. Cette expérience est importante à noter, comme on le verra plus loin.

Nous avons donc à notre disposition un moyen de représenter numériquement, s'il m'est permis de m'exprimer ainsi, les affinités des différents acides végétaux pour la même base.

Il serait curieux de rechercher si ces nombres n'ont pas quelques rapports simples avec les capacités de saturation des différents acides. Mais, je dois l'avouer ici, ma position ne m'a pas permis de compléter des expériences qui semblent présenter quelque intérêt, comme le prétend M. Dumas, qui a bien voulu m'honorer de quelques conseils à ce sujet, en 1834, époque à laquelle je lui en fis prendre connaissance.

On pourrait croire que les pressions obtenues dépendaient des quantités relatives des substances employées ou de leur masse individuelle, considérées relativement à la capacité de l'éprouvette. Voici comment je m'en assurai : Ayant versé de l'acide acétique en quantité considérable sur du carbonate de soude, j'attendis que le manomètre devînt stationnaire, alors je laissai échapper une partie du gaz, et le manomètre revint à la même indication.

Je variai ensuite les doses d'acide et de carbonate; et, quand ces doses étaient en quantité suffisante pour que le gaz qui se serait formé à l'air libre remplît 30 ou 40 fois la capacité de l'éprouvette, je retrouvai toujours sensiblement la même pression.

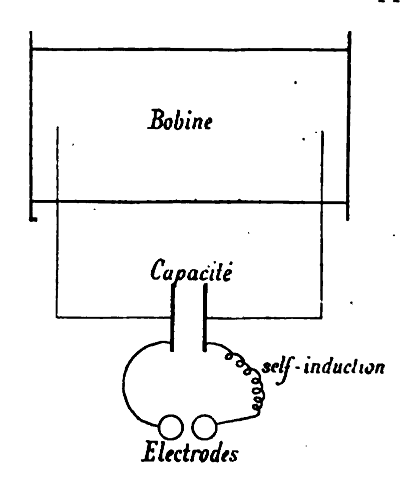
Il semble donc résulter de ces faits, que l'affinité de l'acide carbonique, convenablement comprimé, peut devenir égale à celle d'un acide organique quelconque, de manière que la base se combine indifféremment avec l'acide carbonique ou avec l'acide organique.

. . . .
. . . .

SUR LES SPECTRES DES DÉCHARGES OSCILLANTES ;

Par G.-A. HEMSALECH.

Dans une note présentée à la Société royale de Londres [1], nous avons démontré, M. Schuster et moi, qu'en insérant une bobine de self-induction dans le circuit extérieur d'une bouteille de Leyde on peut éliminer dans le spectre de l'étincelle presque toutes les raies provenant de l'air, de telle façon qu'on obtient d'une manière très nette les raies dues seulement au métal qui forme les électrodes. Des expériences préliminaires m'ont montré qu'il peut y avoir augmentation d'intensité pour quelques raies, pendant que d'autres raies disparaissent complètement, ou s'affaiblissent sensiblement. C'est surtout cet ordre d'idées que j'ai suivi depuis, en étudiant les spectres d'un certain nombre de métaux et de quelques gaz, pour pouvoir acquérir quelque idée sur la cause de ce phénomène. Ces recherches ont été faites au Laboratoire de M. Lippmann.



Appareils employés. — Je me suis servi d'un spectroscope à faible dispersion. J'ai employé la méthode photographique entre les limites extrêmes $\lambda = 5900$ et $\lambda = 3400$. L'étincelle était produite par la décharge de trois bouteilles de Leyde de 1200 centimètres carrés de surface chacune, en dérivation sur le circuit secondaire d'une

(1) A. SCHUSTER, F. R. S., et G. HEMSALECH, The Constitution of the Electric Spark (*Proceedings Roy. Soc.*, vol. LXIV, p. 331).

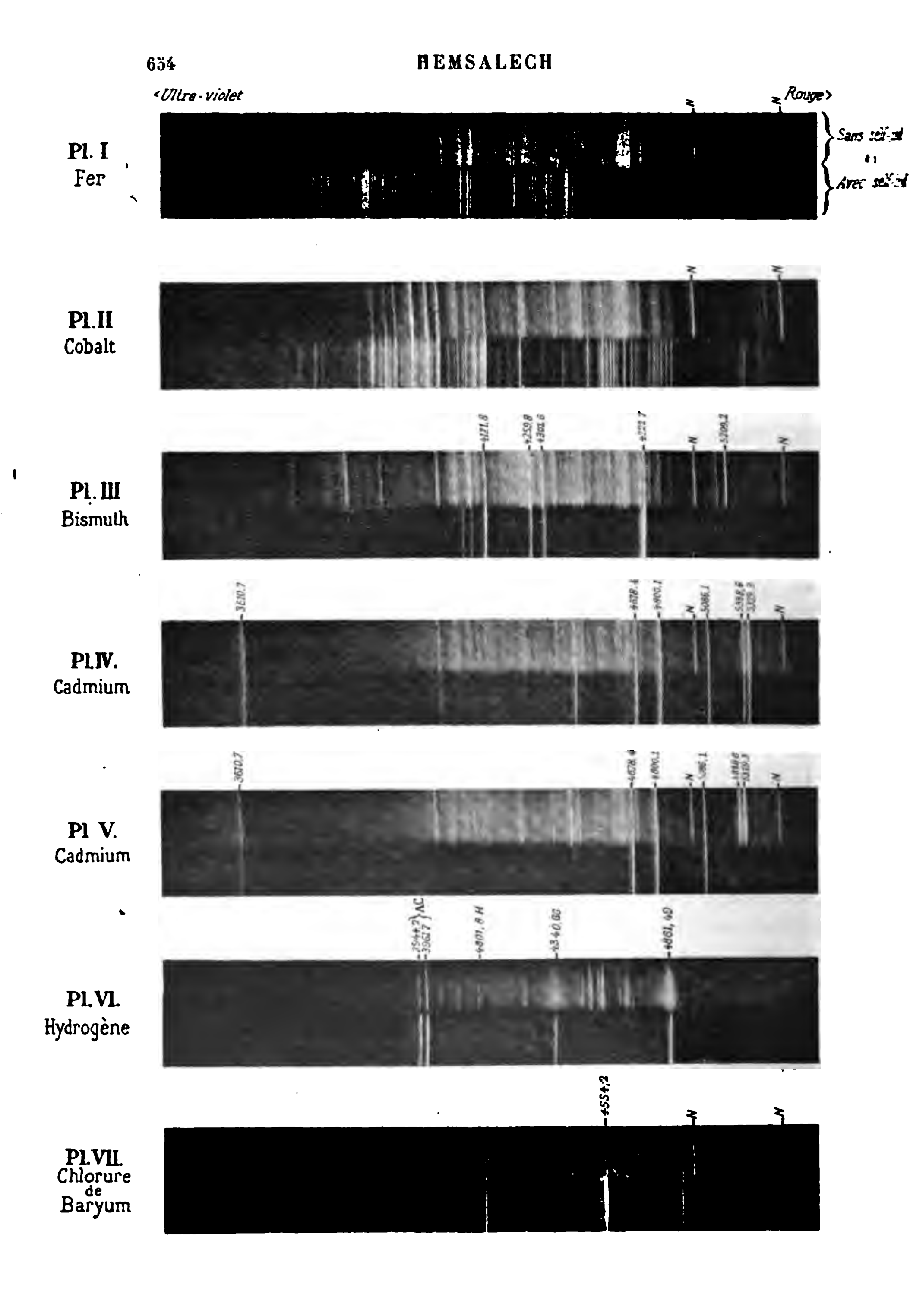
bobine de Ruhmkorff de 25 centimètres de distance explosive. Pour avoir une décharge oscillante, on introduisait une self-induction variant entre 0,00012 et 0,0038 henry. La *fig.* 1 explique le dispositif employé.

On s'assurait toujours du caractère oscillatoire de l'étincelle, en employant un miroir qu'on faisait tourner à la main. L'étincelle avait de 3 à 5 millimètres de longueur; elle était placée parallèlement à la fente, et on projetait son image sur cette dernière à l'aide d'une lentille.

Pour pouvoir comparer deux spectres sur la même plaque, j'ai employé la méthode de M. Lockyer : elle consiste à placer devant la fente un écran qui permet de masquer successivement la moitié supérieure ou la moitié inférieure de la fente. On pouvait ainsi photographier deux spectres, l'un au-dessus de l'autre; le premier produit par l'étincelle ordinaire, le second par l'étincelle oscillante, et constater d'une manière très commode l'influence de la self-induction sur le spectre de l'étincelle.

Aspect des spectres des décharges oscillantes. — On est frappé, en comparant ces deux spectres, de l'absence complète des raies de l'air dans le spectre de l'étincelle oscillante et de la netteté des raies caractéristiques du métal. Cependant, si on prolonge beaucoup le temps de pose (une à deux heures) et si on emploie une self-induction d'environ 0,0038 henry, on trouve les bandes cannelées de l'azote dans le spectre de l'étincelle oscillante.

L'examen attentif des raies caractéristiques des différents métaux montre que les raies appelées courtes ou de haute température, sont celles qui s'affaiblissent ou même disparaissent complètement avec l'insertion de la self-induction, tandis que les raies appelées longues ou de basse température (qui apparaissent surtout dans l'arc) restent visibles ou deviennent encore plus vives. On remarque aussi l'apparition des raies, invisibles si on emploie l'étincelle ordinaire (condensée), mais apparaissant assez facilement par l'insertion de la self-induction; presque toutes ces raies apparaissent également dans le spectre de l'arc. Entre ces deux limites extrêmes de températures (étincelle ordinaire et arc), l'emploi de la self-induction nous semble fournir un moyen convenable pour l'étude des spectres à des températures intermédiaires. Un autre effet de la self-induction est l'apparition des raies dues aux impuretés du métal employé, raies complètement invisibles si on emploie l'étincelle ordinaire. Ajoutons



<Ultra-violet
Rouge>
Sans self-ind
et
Avec self-ind
Pl. I
Fer
Pl. II
Cobalt
Pl. III
Bismuth
4722,7
5209,2
Pl. IV.
Cadmium
3610,7
4678,4
4800,1
5086,1
Pl V.
Cadmium
3610,7
Pl. VI.
Hydrogène
AC
4340,6G
4861,4D
Pl. VII.
Chlorure
de
Baryum
4554,2
N

encore que l'étincelle provenant d'une décharge oscillante introduit dans la partie ultra-violette de tous les spectres une série de raies du carbone; elles sont dues, sans doute, à la présence de l'acide carbonique dans l'atmosphère.

Étude des spectres fournis par la décharge oscillante entre deux électrodes d'un même métal. — Aluminium. — Avec l'étincelle oscillante on obtient le *spectre de bandes*, qu'on attribue généralement à l'oxyde du même métal. J'ai seulement observé que la présence de l'oxygène est favorable, sinon essentielle, pour l'obtention de ce *spectre de bandes*. Les résultats obtenus pour les raies du *spectre de lignes* de l'aluminium sont contenus dans le tableau général ci-après. Dans l'hydrogène, je n'ai obtenu que les raies $\lambda = 3961,7$ et $\lambda = 3944,2$, après une pose de deux heures. Ce spectre est reproduit sur la planche VI. Les deux raies brillantes du spectre inférieur qui sont à gauche appartiennent à l'aluminium; quant aux autres, qui se trouvent dans le spectre inférieur, elles appartiennent à l'hydrogène. La self-induction utilisée dans cette expérience était de 0,0038 henry. Le spectre supérieur est obtenu avec l'étincelle ordinaire et une pose de cinq minutes. On y voit également les autres raies de l'aluminium.

Bismuth. — Le spectre du bismuth est intéressant en ce qu'il montre bien la différence des transformations correspondant aux raies de basse et de haute température. Il est représenté sur la planche III. Le spectre supérieur est obtenu sans self-induction, et le spectre inférieur avec une self-induction de 0,00048 henry, la pose étant de cinq minutes dans les deux cas.

Cuivre. — Les trois raies vertes caractéristiques de ce métal, qui apparaissent aussi bien dans l'arc que dans l'étincelle, se comportent d'une manière très inconstante. Tantôt elles deviennent très brillantes, tantôt leur intensité s'affaiblit beaucoup; quelquefois l'une d'elles devient très brillante pendant que les deux autres sont très affaiblies, et cela surtout quand on place les électrodes dans l'oxygène.

Cadmium. — Le doublet des raies vertes caractéristiques, très brillant avec une étincelle puissante, devient très faible avec une self-induction de 0,00012 henry, et presque invisible pour l'œil avec 0,0038 henry. Le triplet devient, au contraire, plus vif avec l'étincelle oscillante. On peut s'en convaincre en examinant les planches IV et V. Les spectres supérieurs des deux couples ont été obtenus avec

l'étincelle ordinaire, et les spectres inférieurs avec une self-induction de 0,00012 henry (Pl. IV) et de 0,0038 henry (Pl. V). La durée d'exposition a été de cinq minutes dans les quatre cas.

Zinc. — Les raies du zinc se comportent de la même manière que les raies correspondantes du cadmium. La raie $\lambda = 4058,02$ appartient probablement au plomb.

Plomb. — J'indiquerai particulièrement la raie $\lambda = 4057,97$ qu'on observe dans les spectres d'un grand nombre de métaux ; mais, dans ce dernier cas, elle se comporte comme une raie de basse température, qui n'est visible que dans l'arc et dans l'étincelle oscillante.

Fer et cobalt. — Nous nous bornerons à expliquer les planches correspondantes de ces deux métaux (Pl. I et II). Les spectres supérieurs ont été obtenus avec l'étincelle ordinaire, la pose étant de cinq minutes dans les deux cas. Le spectre inférieur de la planche I a été obtenu avec une self-induction de 0,0038 henry et après une pose de quarante minutes; celui de la planche II, avec une self-induction de 0,00048 henry et après une pose de cinq minutes.

Pour bien montrer l'influence de la self-induction sur les intensités des raies, je donnerai ci-après un tableau contenant les raies les plus importantes de chaque métal étudié. Les longueurs d'onde dans ce tableau sont empruntées principalement aux mesures de MM. Kaiser et Runge, Eder, Valenta et Chalén. Celles de Chalén ont été réduites à l'étalon de Rowland. Les nombres indiquant les intensités des raies dans l'arc sont empruntés également à ces auteurs. Ceux correspondant à l'étincelle sont déduits de mes propres mesures. La signification des lettres qui accompagnent les valeurs des intensités est la suivante :

c	veut dire	continu	(ligne longue),
d	—	discontinu	(ligne courte),
s	—	net	(ligne nette),
n	—	nébuleux	(ligne nébuleuse).

Les nombres qui expriment l'intensité, s'ils ne sont affectés d'aucune notation, correspondront à des lignes nettes et continues. La valeur zéro de l'intensité correspond évidemment à l'absence complète de lignes.

INTENSITÉS RELATIVES.

Élément	λ Rowland	Étincelle ordinaire (temps de pose : 5 minutes)	Étincelle avec une self de 0,00048 henry (temps de pose : 5 minutes)	Étincelle avec une self de 0,0038 henry (temps de pose : 2 heures)	Arc
Aluminium	4663,1	7*sc*	8*sc*	7*sd*	0
	4530,4	6*nc*	1*d*	2*d*	0
	3961,7	12*c*	15*c*	15*c*	10
	3944,2	12*c*	15*c*	15*c*	10
	3613,4	4*c*	0	0	0
	3602,0	4*c*	0	0	0
Bismuth	5552,4	2	7	8	8
	5271,1	7	0	0	0
	5209,2	10*c*	3*d*	2*d*	0
	5144,5	9*c*	1*d*	1*d*	0
	4308,7	0	8	9	4
	3864,4	7*n*	3*n*	0	0
	3793,3	7*nc*	5*nc*	1*d*	0
	3596,3	1	4	5	4
Argent	4668,7	1	5	8	8
	4676,3	2	5	6	6
	4055,4	2	5	8	6
Mercure	5426,5	5	3	4	0
	4916,4	2	5	4	6
	4078,0	6	10	12	8
	3663,2	3	4	6	6
	3664,9	2	3	4	6
Fer	4494,7	0	2	6	8
	4482,3	0	2	5	8
	4476,2	0	2	5	10
	4466,7	0	2	5	8
	4459,2	0	2	5	8
	4447,8	0	1	4	8
	4442,9	0	2	5	8
Cobalt	5531,1	0	4	7	7
	5489,9	0	6	10	5
	4868,0	3	10	10	10
	4813,7	3	10	10	9
	4749,9	2	9	10	9
	4682,5	2	8	9	8
	4581,8	2	10	10	10
Cadmium	5379,3	11	6	4*d*	0
	5338,6	10	4	3*d*	0
	5086,1	10	12	20	10
	4800,1	12	15	20	10
	4678,4	9	15	20	10

Élément	λ Rowland	Étincelle ordinaire (temps de pose : 5 minutes)	Étincelle avec une self de 0,00048 henry (temps de pose : 5 minutes)	Étincelle avec une self de 0,0038 henry (temps de pose : 2 heures)	Arc
Zinc........	4924,8	10	7*d*	3*d*	0
	4912,2	10	7*d*	3*d*	0
	4810,7	10	12	15	10
	4722,3	10	12	15	10
	4680,4	10	12	15	10
	4058,02	0	0	3	8
Plomb.......	5608,2	10*nc*	8*sc*	5*nc*	0
	5547,2	6*nc*	2	0	0
	5373,6	8*nc*	2	0	0
	4387,0	10*nd*	10*sd*	7*sd*	0
	4245,9	10*nd*	10*sd*	7*d*	0
	4168,2	2	8*s*	10*s*	4
	4062,3	0	9	12	4
	4057,97	10	12	15	10
	4019,8	2	7	9	4

Les derniers métaux que j'ai examinés sont l'antimoine, l'étain et le nickel; les résultats que j'ai obtenus pour les deux premiers montrent une fois de plus la difficulté de les avoir purs. Dans le cas de l'étain surtout, les impuretés prennent un rôle prépondérant : j'ai, en effet, obtenu dans le spectre de l'étain (avec l'étincelle oscillante) les trois raies vertes du cuivre, douées d'un tel éclat qu'il m'a été impossible de pouvoir les obtenir avec la même intensité en étudiant le cuivre séparément; les trois raies bleues du zinc apparaissent également très brillantes dans le spectre de l'étain. Notons, en passant, que nous avons rencontré aussi les raies du plomb, du calcium (H_1 et H_2), etc.

Quant au nickel, l'insertion de la self-induction ne paraît pas avoir une influence bien décisive sur son spectre.

Spectres des gaz dans la décharge oscillante. — *Azote.* — Le gaz était enfermé dans un tube de verre, sous la pression atmosphérique. Comme électrodes, j'employais l'aluminium et le cuivre. Nous avons déjà parlé, au commencement de cette note, du *spectre de bandes*, obtenu par l'étincelle oscillante qui éclatait dans l'air, l'azote étant le principal constituant de l'air. Son éclat n'est pas intense, il est plutôt faible; il impressionne pourtant suffisamment la plaque photographique avec une pose de deux heures et en employant une self-induction de 0,0038 henry.

Hydrogène. — Avec l'étincelle oscillante, les raies caractéristiques

(6563,0, 4861,5 et 4340,7) deviennent nettes (sous la pression atmosphérique), et la distance explosive n'influe pas sur la netteté des raies. La couleur de l'étincelle est d'un rouge très franc, analogue à la couleur rouge qu'on observe dans les parties étranglées des tubes de Geissler, quand le gaz qui y est enfermé contient des traces d'oxygène. La planche VI représente le spectre de l'hydrogène sans self-induction (supérieur) et avec une self-induction de 0,0038 henry (inférieur), obtenu après une pose de deux heures en employant des électrodes d'aluminium. Sur la plaque photographique on voit, en outre, des raies très faibles qui coïncident à peu près avec des raies qu'on observe en employant les tubes de Geissler (où le gaz est raréfié). Voici la liste de ces lignes, en les comparant à celles trouvées dans le tube de Geissler par Ames.

Étincelle oscillante		Tube de Geissler (Ames)	
λ (Rowland)	Intensité	λ (Rowland)	Intensité
4633	2	4634,15	6
4583	2	4580,1	4
4535	1	4534,8	2
4213	1	4212,65	7
4200	1	4205,2	8
4174	1	4177,25	8
3896	1	3889,15	7

La différence qu'on remarque entre mes nombres et ceux donnés par Ames provient peut-être de la faible dispersion du spectroscope que j'ai employé. En tout cas ces raies n'appartiennent pas à l'aluminium ; il est probable qu'elles appartiennent à l'hydrogène.

Oxygène. — Pas de résultat précis ; les raies semblent disparaître ou faiblissent beaucoup avec l'étincelle oscillante.

Solutions salines. — Dans ce cas, la décharge oscillante donne des spectres très purs : les raies de l'air sont complètement éliminées. On fait éclater l'étincelle entre deux électrodes de cuivre, trempées préalablement dans la solution saline à examiner. La planche VII donne une idée de cette catégorie de spectres. Elle représente le spectre du chlorure de baryum. Le spectre supérieur est, comme toujours, sans self-induction, et le spectre inférieur avec self-induction (0,00048 henry). La pose a été de cinq minutes dans les deux cas.

Conclusions. — Il résulte de l'étude précédente que l'influence de la self-induction sur l'aspect des spectres est due, sans doute, à l'abaissement de la température de l'étincelle. On peut constater, en

effet, en parcourant le tableau numérique des intensités, que toutes les raies de haute température sont affaiblies par l'étincelle oscillante et que, par contre, les raies qui sont vives dans l'arc restent également vives en employant la self-induction. Cette méthode d'observer les spectres, permettant d'éliminer complètement les raies de l'air (qui nuit tant à la pureté des spectres), pourrait rendre des services réels à l'analyse des métaux; son emploi est des plus simples : il suffit, en effet, d'avoir une bobine de fil bien isolé, contenant de 20 à 50 tours et ayant 20 à 30 centimètres de diamètre pour rendre l'étincelle suffisamment oscillante et obtenir les résultats que nous avons énumérés plus haut.

SUR LES VARIATIONS SÉCULAIRES DE L'INCLINAISON MAGNÉTIQUE DANS L'ANTIQUITÉ (1);

Par M. FOLGHERAITER.

Les observations que nous possédons sur la valeur de l'inclinaison magnétique embrassent une période de trois siècles au plus.

L'exactitude des premières observations est assez douteuse; on peut toutefois affirmer, avec quelque certitude, que l'inclinaison dans l'Europe occidentale est allée en augmentant pendant le XVIIe siècle, pour atteindre un maximum vers sa fin et passer ensuite à une phase de diminution, qui continue encore de nos jours. L'usage de la *boussole* dans la navigation, qui remonte au XIIIe siècle, prouve, du reste, que depuis ce temps l'inclinaison n'a pu atteindre à Paris ou à Londres une valeur beaucoup plus grande que la valeur maximum connue; car les navigateurs des mers du Nord eussent dû rencontrer des variations très rapides de la déclinaison, comme on les observe en passant près du pôle magnétique.

Les formules empiriques, qui expriment les valeurs des éléments du magnétisme terrestre en fonction du temps, et dont les coefficients ont été calculés d'après les observations, ne peuvent s'appliquer à des époques quelque peu éloignées des limites des observations mêmes.

---

(1) Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 4e période, t. VIII, p. 5; juillet 1899. — Voir aussi *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, Classe Scienze fisiche, ecc., Serie 5a, vol. V, 2e sem. 1896, pag. 66, 127, 199, 242 et 293; — *Idem*, vol. VI, 1e sem. 1897, pag. 64; — *Idem*, vol. VIII, 1e sem. 1899, pag. 69, 121, 176 et 269.

Dans ces conditions, toute tentative d'étendre nos connaissances de l'histoire magnétique de la Terre doit être accueillie avec quelque intérêt.

J'ai fait connaître, dans les publications de l'Académie Royale des Lyncées à Rome, une méthode, qui m'a conduit à des conclusions assez précises sur la valeur de l'inclinaison en Italie et en Grèce quelques siècles avant Jésus-Christ; qu'il me soit permis de présenter ici un résumé de mes recherches.

Principe de la méthode. — Si l'on prend un cylindre ou bien un vase de forme quelconque, en argile, et qu'on le porte à une température élevée (vers 800°), on observe qu'après refroidissement le vase de terre cuite est devenu un aimant permanent, dont la distribution magnétique est celle qu'il a acquise par induction du champ terrestre pendant le refroidissement même.

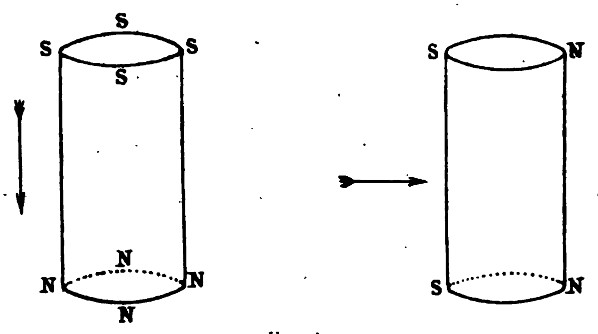


Fig. 1.

Supposons à présent que nous connaissions la position exacte du vase pendant la cuisson par rapport à des coordonnées terrestres, et que nous puissions déterminer la magnétisation induite par un champ uniforme sur un vase de la forme donnée, mais d'orientation quelconque par rapport à l'axe du champ. Il est clair que l'examen de l'état magnétique du vase cuit pourra nous renseigner exactement sur la direction du champ terrestre par rapport aux coordonnées choisies. Un vase étrusque, par exemple, est précisément d'argile cuite, et par conséquent la détermination expérimentale de sa distribution magnétique conduit à la connaissance de la direction du champ terrestre inducteur à l'époque de la cuisson.

Voilà le principe très simple de ma méthode, que deux cas extrêmes vont illustrer encore mieux.

Un cylindre creux est exposé en position verticale à la cuisson pendant que la direction du champ terrestre est verticale ou horizontale. Dans le premier cas nous obtiendrons un aimant avec deux polarités constantes le long des bords de chaque base. Dans le second cas, nous aurons sur les deux bases la même distribution magnétique depuis un maximum S jusqu'à un maximum N de signe contraire, en passant par zéro. L'on voit qu'un simple examen du vase, pourvu que l'on soit sûr de la verticalité de l'axe pendant l'aimantation, permettra de décider, si l'inclinaison était nulle ou de 90°. Ainsi l'examen des terres cuites anciennes permet des conclusions sur l'inclinaison au temps de leur fabrication.

Condition d'applicabilité de la méthode. — Ma méthode repose sur deux données dont il faut d'abord prouver la certitude.

1° La distribution magnétique propre du vase n'a pas changé depuis l'instant de son refroidissement.

Il serait en effet à craindre que la magnétisation des terres cuites anciennes n'ait suivi depuis leur cuisson les variations du champ terrestre. Or il n'en est pas ainsi.

On peut facilement s'assurer, par l'expérience, qu'un changement magnétique permanent ne peut s'obtenir qu'avec des champs externes très puissants, qui n'ont certainement pas pu se produire à la surface terrestre, ou bien à des températures très élevées, et l'on sait que les conditions climatologiques de la Terre ont peu changé depuis les époques historiques.

Mais il y a des preuves plus directes.

Si l'on examine avec une simple aiguille les briques qui font encore partie d'anciennes constructions romaines, et qui ont donc conservé la même position depuis près de vingt siècles, on constate aisément que leur orientation magnétique est absolument individuelle : c'est-à-dire qu'elle change d'une brique à l'autre.

On se l'explique facilement. Dans la construction du mur les briques ont été placées l'une sur l'autre, indépendamment de la position qu'elles avaient eue dans le four, lors de la cuisson. Mais en même temps nous avons ici la preuve que le champ terrestre n'a pu opérer aucun changement sur le magnétisme déjà acquis par les briques; sinon, celles-ci devraient présenter toutes la même orientation magnétique, étant examinées à leur place.

Des excavations faites en 1883 à Arezzo, pour la fondation d'une maison, ont mis à jour une grande quantité de terres cuites entassées,

c'est-à-dire vases et formes de vases (*matrici*), entiers ou en fragments, non seulement de la même époque — un siècle avant Jésus-Christ — mais portant aussi gravée la même marque de fabrique.

Or l'examen des vases entiers, des fragments, des vases recomposés en collant ensemble leurs débris retrouvés, donne toujours la même orientation magnétique par rapport à l'axe du vase. Si l'on pense que les fragments et les vases sont restés enfouis pêle-mêle sous le sol depuis un temps qui remonte à leur fabrication ou à peu près, on pourra bien conclure que la terre cuite conserve la magnétisation acquise, avec un degré de ténacité que nous ne pouvons affirmer pour aucune autre substance, y compris l'acier.

2° La position que les vases ont eue pendant la cuisson est connue.

Bien des vases laissent, il est vrai, des doutes sur la position qu'ils pouvaient avoir dans le four ; mais il en est d'autres qui n'admettent qu'une seule position. Je veux citer ici seulement les vases qui sont riches en ornements et figures latérales, qui ont un bec très relevé ou encore une anse sur la bouche.

Ces vases ne peuvent avoir été cuits que dans une position verticale et avec le fond en bas ; il n'est pas nécessaire de se connaître dans l'art du potier pour en convenir.

Étude expérimentale des vases cuits en position variable. — La partie expérimentale de mes recherches se compose de deux parties, dont la première a consisté à cuire dans un four expressément construit — c'est-à-dire absolument exempt de fer — des vases d'argile de formes très différentes et en position variable, mais exactement connue par rapport à la verticale et, par conséquent, à la direction du champ terrestre. En second lieu, il s'agissait de passer à un examen magnétique du vase pour établir, si de la connaissance de la distribution magnétique on pouvait, par des suppositions convenables, remonter par le calcul à l'angle formé par la direction du champ avec l'axe du vase. Les résultats du calcul pouvaient ainsi être immédiatement contrôlés.

Supposons, d'abord, que le vase soit un cylindre creux, cuit avec son axe vertical, pendant que la direction du champ terrestre fait l'angle $\frac{\pi}{2} - i$ avec la verticale.

Nous admettrons que sur les contours des deux bases on ait une distribution de masses magnétiques due à la simple superposition de deux autres distributions : dont l'une est produite par la compo-

sante verticale v du champ terrestre, l'autre par la composante horizontale h.

Pour fixer la position d'un point sur le contour, nous donnerons la distance azimutale φ du plan qui passe par ce point et par l'axe du cylindre, avec le plan méridien, c'est-à-dire celui qui contenait originellement l'axe du cylindre et la direction du champ terrestre.

Nous supposerons encore que les masses magnétiques dues à la composante horizontale, et qui se trouvent en deux éléments diamétralement opposés de la même base, soient de signes contraires. (La manière la plus simple d'exprimer analytiquement cette supposition est d'admettre que la masse magnétique sur chaque élément du contour est représentée, à un coefficient de proportionnalité près, par l'expression $\pm v + h \cos \varphi$, le double signe se rapportant aux deux bases.)

Si l'on connaissait donc la masse magnétique distribuée sur un élément quelconque du contour et sur l'élément diamétralement opposé, la somme des deux valeurs donnerait une mesure de la composante verticale, la différence une mesure de la composante horizontale, si l'on tient compte de l'angle azimutal des deux points.

L'examen magnétique du cylindre se faisait de la manière suivante: le cylindre était tenu horizontal dans la direction est-ouest couché sur sa génératrice la plus basse. Près de l'extrémité de cette génératrice et sur son prolongement était une petite aiguille magnétique, dont on suivait les déviations angulaires avec échelle et miroir, lorsque, en faisant tourner le cylindre, on venait à le déplacer angulairement de valeurs successives données.

Si l'on pouvait admettre que les déviations de l'aiguille donnent une mesure de la masse située sur le point du bord le plus bas, on aurait, comme j'ai dit plus haut, par la somme de deux déviations correspondant à deux points diamétraux une mesure de la composante verticale ($2v$); par leur différence, une mesure de la composante horizontale ($2h \cos \varphi$); d'où l'on pourrait déduire la tangente de l'angle d'inclinaison ($\operatorname{tg} i = v : h$); la section méridienne serait caractérisée par les déviations maximum de côté et d'autre.

Mais il est nécessaire d'apporter une correction, due à ce que l'aiguille ressent non seulement l'action de la masse située sur le point le plus rapproché, mais aussi l'action de tous les autres points des contours des deux bases.

Si, à présent, on pouvait rigoureusement admettre que la distribu-

tion se réduit à des masses situées sur les points du contour et selon la loi susdite, cette correction ne serait pas difficile à apporter en déterminant les dimensions du vase et sa position par rapport à l'aiguille; mais j'ai vu que, dans la pratique, il suffit de tenir compte des masses situées sur certains points de l'une et de l'autre base.

Toute cette manière de calculer le rapport des deux composantes est bien de caractère empirique; mais il s'agissait justement de trouver une méthode que l'expérience justifiât, vu que le problème théorique de l'induction d'un vase situé dans un champ magnétique est absolument inaccessible à nos moyens analytiques.

Or, justement, en observant les déviations pour un grand nombre de points sur les deux bases avec des formules obtenues comme je l'ai exposé, je suis arrivé à des valeurs de l'angle entre l'axe du vase et l'axe du champ, qui ne différaient de la valeur vraie que d'un degré ou d'un degré et demi au plus.

Il faut ajouter que j'ai opéré avec des vases de formes différentes du cylindre, et qui ressemblaient à celles des vases anciens, que j'allais examiner dans la suite; et, en inclinant convenablement les vases dans le four, j'ai donné différentes valeurs à l'angle de l'axe du vase avec le champ; ce qui revenait à faire changer la valeur de l'inclinaison en supposant toujours le vase vertical.

J'insisterai encore sur la nécessité d'examiner successivement les deux bases par la même raison, qui constitue la difficulté des mesures magnétiques terrestres par déflection; je veux dire l'induction temporaire du champ terrestre pendant la mesure. Aussi la valeur de l'inclinaison, que l'on aurait en examinant seulement une base, est très incertaine.

Les longues et pénibles recherches préliminaires, dont j'ai exposé ici seulement les résultats, m'avaient désormais mis en possession d'une méthode d'examen magnétique, et de formules, qui me permettaient de déduire l'angle d'inclinaison. Aussi je suis passé à l'étude des vases anciens, d'époque bien déterminable.

Résultats des observations sur les vases anciens. — J'exposerai brièvement ici les conclusions auxquelles je suis arrivé, en renvoyant à mes publications originales le lecteur désireux de détails.

De l'examen des vases étrusques, qui sont conservés au Musée de la Villa Giulia, à Rome, et de la riche collection privée du comte Faina, à Orvieto, il résulte que :

Au VIII[e] siècle avant l'ère chrétienne, l'inclinaison magnétique

dans l'Italie centrale avait une valeur très petite, et, de plus, elle était *australe* (c'est-à-dire que l'extrémité la plus basse d'une aiguille magnétique aurait été non le pôle nord, comme à présent, mais le pôle sud); deux siècles plus tard, l'inclinaison avait une valeur très sensiblement nulle.

De l'examen des vases étrusques conservés au musée d'Arezzo, il résulte que :

L'inclinaison dans la première moitié du Ier siècle avant l'ère chrétienne avait, à Arezzo, à peu près la même valeur qu'aujourd'hui;

Des vases contenus dans le Musée de Naples, que :

A Pompéï, ou plus précisément dans l'endroit de fabrication des vases pompéiens; l'inclinaison magnétique avait, peu avant la destruction de la ville (79 ans après J.-C.), la valeur de 66°.

L'examen des vases attiques et corinthiens conservés dans les Musées de Florence, Naples et Syracuse, m'a conduit aux résultats ivants :

Dans la période des premiers vases corinthiens et des attiques à figures noires sur fond rouge l'inclinaison était australe (VIIe siècle avant J.-C.).

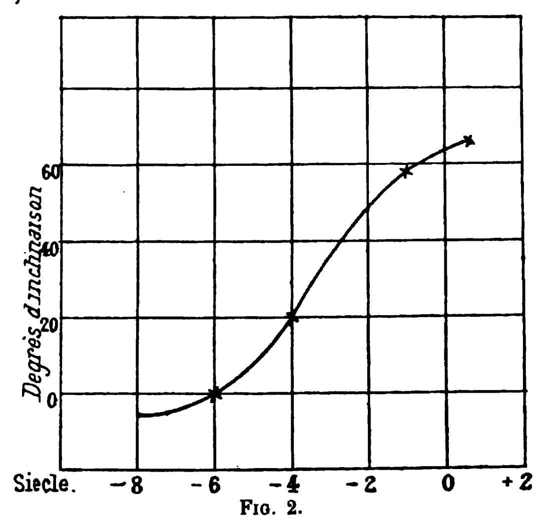


Fig. 2.

Peu après, peut-être au commencement du VIe siècle, l'inclinaison était nulle et devint, après, boréale. Près de la fin de la période de fabrication des vases attiques (fin du Ve siècle avant J.-C.), l'inclinaison était de près de 20° et boréale.

Il restait à connaître les variations de l'inclinaison entre le ve et le i^er siècle, et j'ai espéré pouvoir utiliser les vases de la Campanie, de l'Apulie et de l'Étrurie. Malheureusement mes observations n'ont conduit qu'à une discussion sur les données des archéologues; l'époque précise de la fabrication des vases qui nous sont restés n'est pas connue avec une précision suffisante.

La courbe (*fig.* 2) représente à peu près, et comme une première approximation, les variations de l'inclinaison dans une période de neuf siècles, c'est-à-dire depuis 800 ans avant Jésus-Christ jusqu'à la fin du i^er siècle après Jésus-Christ.

Dans le vi^e siècle avant l'ère chrétienne, l'équateur magnétique passait par l'Italie centrale. On voit aussi que les oscillations de l'aiguille d'inclinaison, si ces oscillations existent, ont une amplitude très considérable.

Mes recherches ont porté, comme on l'a vu, sur la connaissance d'un seul élément du magnétisme terrestre. Mais il n'est pas inutile d'observer que, si l'on pouvait retrouver des fours à briques anciens et intacts, une maison en briques, qui ait été exposée à un grand incendie d'une époque connue, on pourrait facilement connaître aussi la valeur de la déclinaison en faisant des mesures tout autour de l'édifice.

On pourrait espérer aussi arriver à quelque conclusion sur l'intensité du champ terrestre en recuisant des vases anciens et en comparant les intensités de magnétisation acquise, ancienne et actuelle; mais des mesures sur des vases cuits et recuits à plusieurs reprises m'ont montré que cette méthode conduirait à des résultats trop incertains.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS;

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 1898.

A. PÉROT et Ch. FABRY. — Sur une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle et sur un spectroscope interférentiel. — *C. R.*, t. CXXVI, p. 34 et p. 331.

A. PÉROT et Ch. FABRY. — Étude de quelques radiations par la spectroscopie interférentielle. — P. 407.

La méthode d'étude des radiations complexes par les *lames minces argentées* [1] a été appliquée au cas des radiations qu'ont employées

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 317; 1898 : Fabry et Pérot, *Électromètre absolu, pour petites différences de potentiels.* — La séparation des radiations voisines par les lames minces argentées est exposée aux pages 324 et 325.

M. Michelson et M. Hamy. Lorsque le spectre de la source lumineuse contient plusieurs raies, on les sépare au moyen d'un prisme; on les analyse ainsi successivement par la méthode interférentielle. Voici les résultats :

Thallium. — La seule radiation visible étant la raie verte, l'emploi du prisme est inutile; la raie du thallium est composée d'une radiation principale et de deux radiations plus faibles placées toutes deux du côté du rouge; les éclats de ces deux radiations supplémentaires paraissent approximativement égaux, et leurs distances à la raie principale sont respectivement 3 et 21×10^{-6}.

Mercure. — La raie verte $0^{\mu},5461$, qui est la plus brillante, a seule été examinée. Cette raie se compose d'une radiation principale et d'une radiation très faible, de longueur d'onde un peu plus grande $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 17 \times 10^{-6}\right)$. La composante principale est elle-même double, avec la radiation la plus faible du côté rouge; ces deux radiations sont difficiles à séparer, parce que leur distance excède à peine leur largeur.

Cadmium. — La raie verte ($\lambda = 0^{\mu},5086$) est accompagnée d'une faible radiation située du côté du violet $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -5 \times 10^{-6}\right)$.

La raie bleue ($\lambda = 0^{\mu},4800$) est composée d'une raie centrale accompagnée de deux radiations beaucoup plus faibles, égales et également distantes de la raie centrale de la valeur $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 17 \times 10^{-6}$.

A. GUÉBHARD. — **Sur un procédé simple de transformation directe en clichés photographiques des clichés typographiques et autres objets de faible relief plan.** — P. 40.

Un objet de faible relief plan est placé contre la gélatine d'une plaque sensible légèrement voilée. On plonge le tout dans un bain révélateur abandonné au repos. On obtient la reproduction fidèle du relief, du noir à la place des creux, du blanc sur les points en contact avec la gélatine. Il se produit une particularité intéressante: c'est l'apparition dans les noirs de tachetages rubannés caractéristiques, dont l'explication peut être fournie par le mouvement du liquide dans ces couches infiniment minces. La constante capillaire varie en effet à chaque instant avec la composition du liquide; cette

composition change par suite de l'action chimique du bain de développement sur les substances dont est imprégnée la gélatine.

A. CORNU. — Sur quelques résultats nouveaux relatifs au phénomène découvert par M. le Dr Zeeman [1]. — P. 184.

L'observation dans le sens des lignes de force ne présente pas de nouvelles particularités. Mais il résulte des mesures micrométriques faites par l'auteur que l'action du champ magnétique ne dépend pas exclusivement de la longueur d'onde, mais aussi de la nature du groupe des raies spectrales auquel appartient chaque radiation et du rôle qu'elle joue dans ce groupe.

L'observation dans la direction normale aux lignes de force modifie profondément sur un point important les conclusions primitives de MM. Zeeman et Lorentz : 1° Sous l'influence du champ magnétique, une raie spectrale unique devient quadruple (et non triple, comme on l'avait annoncé) ; les deux raies extrêmes sont polarisées parallèlement aux lignes de force, les deux raies intermédiaires perpendiculairement au champ ; 2° le quadruplet ainsi formé est symétrique par rapport à la raie primitive, et l'écart des deux raies de même polarisation est sensiblement proportionnel à l'intensité du champ magnétique.

Ces résultats sont susceptibles d'une interprétation cinématique plus complexe que dans le cas constaté par M. Zeeman ; mais ils conduisent à penser que, « comme les composantes vibratoires normales aux lignes de force, la composante parallèle à cette direction est dédoublée ; les périodes des deux parties sont altérées de quantités respectivement égales, de signes contraires et proportionnelles à l'intensité du champ ».

TH. SCHLŒSING *fils*. — Détermination de la densité des gaz sur de très petits volumes. — Applications. — P. 220, 476, 696.

On applique à trois gaz superposés, non mélangés et contenus dans des vases communicants le théorème de l'identité de la pression pour des points en contact avec le gaz le plus lourd dans l'un et dans l'autre vase et placés sur un même plan horizontal. Les parti-

---

[1] CORNU, *Phénomène de Zeeman* (*J. de Phys.*, 3e série, t. VI, 673 ; 1897).

cularités de la méthode résident dans l'appareil où les vases sont représentés par deux tubes étroits plongés dans un manchon plein d'eau à température constante et réunis l'un à l'autre par leur partie inférieure avec un robinet à trois voies en verre; à ce robinet est fixé un troisième tube relié par l'intermédiaire d'un tube de caoutchouc à un réservoir plein de mercure, qu'on peut élever ou abaisser.

Ce réservoir sert au remplissage des tubes. La position des surfaces de séparation des gaz est obtenue en absorbant l'un d'entre eux ; il est ensuite remplacé par du mercure dont le niveau précise la hauteur cherchée.

L'expérience faite avec l'azote chimique, l'oxygène, l'argon et le méthane a donné de bons résultats; les volumes employés ont varié de 5 à 7 centimètres cubes. Le gaz auxiliaire était l'acide carbonique.

Il n'a pas été possible d'obtenir des mesures exactes avec l'hydrogène, à cause de la rapidité avec laquelle ce gaz se diffuse dans l'acide carbonique.

M. BIRKELAND. — Sur le spectre des rayons cathodiques. — P. 228 (1).

Le spectre des rayons cathodiques est obtenu en faisant agir des forces magnétiques sur un faisceau étroit de ces rayons; on les rend manifestes par phosphorescence sur une surface de verre. La nature de ce spectre ne dépend pas des gaz traversés, pourvu que les différences moyennes de potentiel entre l'anode et la cathode soient les mêmes, que la force déviante soit magnétique ou électrostatique. L'apparence du spectre dépend surtout de la construction mécanique de la cathode, plutôt que de la matière dont elle est formée. Ceci posé, il résulte des expériences de M. Birkeland que la cathode émet : 1° des chocs de décharge intermittents, dont les propriétés sont surtout réglées par les conditions extérieures du tube de décharge : la différence de potentiel entre l'anode et la cathode, les capacités et l'état de conductibilité dans le voisinage de la cathode ; ces chocs se manifestent par les rayons cathodiques; 2° des chocs dont les propriétés sont surtout réglées par les conditions du gaz inclus dans le tube ; ces chocs se manifestent par des strates.

---

(1) Voir BIRKELAND, *Rayons cathodiques soumis à l'action de forces magnétiques*, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, 273 ; 1897).

MAURICE HAMY. — Sur le spectre du cadmium dans un tube à vide. — P. 231.

On emploie un dispositif analogue à celui de Desains, et on se sert de la lampe à cadmium décrite par l'auteur (1). L'auteur a observé dix raies. La première colonne contient des numéros d'ordre; la deuxième, une indication approximative de l'éclat de chacune des radiations estimée à l'œil; la dernière colonne contient les longueurs d'onde calculées en partant de la longueur d'onde de la radiation rouge $\lambda_R = 0,6438472$, déterminée par M. Michelson.

Numéros	Grandeurs	Longueurs d'onde
1	1	0,6438472
2	4	0,6325161
3	3	0,5378128
4	3	0,5337477
5	2	0,5154655
6	1	0,5085832
7	1	0,4799919
8	2	0,4678153
9	4	0,4662345
10	5	0,4415702

CH. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1898. — P. 234.

	Parc Saint-Maur		Perpignan		Nice	
	Valeurs absolues au 1er janvier 1898	Variation séculaire en 1897	Valeurs absolues au 1er janvier 1898	Variation séculaire en 1897	Valeurs absolues au 1er janvier 1898	Variation séculaire en 1897
Déclinaison...	14° 56′ 0	—5′ 5	13° 49′ 1	—4′ 2	12° 10′ 3	—5′ 1
Inclinaison...	64° 58′ 9	—1′ 9	60° 3′ 1	—2′ 1	60° 14′ 3	—2′ 2
Composante horizontale.	0,19660	+0,00034	0,22362	+0,00034	0,22332	+0,00028
Composante verticale....	0,42125	+0,0013	0,38812	+0,00003	0,39054	—0,00010
Force totale...	0,46487	+0,00027	0,44793	+0,00020	0,44988	+0,00006

Pour la première fois, ces nombres sont corrigés de l'influence de l'induction de la terre et d'une correction instrumentale convenable.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 727; 1898.

Marcel BRILLOUIN. — Loi des déformations des métaux industriels. — *C. R.*, t. CXXVI, p. 328; et *Ann. de Ch. et de Phys.*, 7e série, XIII, 377; XIV, 311; XV, 447; 1898.

Pour faire la théorie des déformations d'un métal industriel, on doit tenir compte de sa structure. L'analyse micrographique montre qu'un tel corps est constitué par un grand nombre de petits cristaux élastiques et de faible viscosité, ayant une composition chimique bien définie, et empâtés dans quelques millièmes d'un ciment de faible élasticité, formé aux dépens du fondant employé dans le traitement métallurgique. Si l'on applique le calcul au cas de cristaux sans viscosité et d'un ciment sans élasticité, on obtient, lorsqu'il s'agit de la traction, une relation qui résume tous les faits connus. Cette relation contient, en particulier, le résultat découvert expérimentalement par M. Bouasse, relatif à la limite atteinte, après un temps très long, par l'angle des deux branches aux sommets anguleux d'un cycle de déformation, sommets qui n'existent que lorsqu'il y a un temps d'arrêt aux extrémités ; les points anguleux disparaissent en effet pour faire place à un sommet arrondi dans les cycles décrits sans arrêt, lorsque, par exemple, les oscillations sont spontanées.

Ch. FÉRY. — Du rôle de la diffraction dans les effets obtenus avec les réseaux ou trames photographiques. — *C. R.*, t. CXXVI, p. 333.

— Sur l'irradiation photographique, applications diverses. — P. 890. — Remarques de M. CORNU.

M. Féry a déjà donné [1] l'explication de l'étalement des points des clichés tramés avec l'intensité de la lumière. Il suffit pour cela de faire appel à la théorie élémentaire des ombres et des pénombres, ainsi qu'au phénomène de « l'irradiation ». Comme quelques auteurs veulent ne voir dans ce phénomène que la seule action de la diffraction, M. Féry démontre qu'il ne saurait en être ainsi, et contrôle par l'expérience les conclusions de sa théorie.

M. Féry a établi avec certitude « l'extension de l'action photographique sur le bord de l'ombre d'une plage éclairée ». La couche sensible illuminée devient, dans son épaisseur, une véritable source secondaire, qui a pour effet d'augmenter le diamètre des objets lumi-

---

[1] Ch. Féry, *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, 451 ; 1897.

neux enregistrés par la photographie. On peut vérifier ce résultat si l'on remarque qu'il existe une certaine intensité lumineuse minimum i au-dessous de laquelle la réduction du sel d'argent ne se produit plus. Il est facile d'en conclure, si K est le coefficient d'absorption de la couche sensible, que la distance y, à laquelle s'étend l'action lumineuse pour une intensité incidente i_0, est représentée par :

$$Ky = \log i_0 - \log i.$$

L'expérience démontre en effet que les étalements croissent en progression arithmétique, quand les intensités lumineuses croissent en progression géométrique.

D'après M. Cornu, bien que, dans les photographies d'étoiles, cet effet secondaire doive être mis en cause, il y a surtout lieu de se préoccuper des aberrations de diverse nature qui entourent l'image principale des objectifs ; et ceci explique les divergences obtenues dans les observatoires sur la mesure des grandeurs stellaires d'après le diamètre photographique des étoiles.

A. BLONDEL et J. REY. — Étude expérimentale de l'éclat des projecteurs de lumière. — P. 404.

Les résultats prévus par M. Blondel, dans sa théorie des projecteurs, sont l'objet d'une vérification expérimentale.

On explore le faisceau, qui émerge de la lanterne, en interceptant celui-ci avec un écran en tôle, percé d'un petit trou qui livre passage à un filet lumineux, dont on détermine l'éclat en faisant usage des méthodes ordinaires de la photométrie.

DANIEL BERTHELOT. — Sur la mesure des hautes températures par la méthode interférentielle. — P. 410.

Le principe de la méthode employée et qui a été déjà décrite (1) est le suivant : Si l'on diminue d'une même fraction la densité d'un gaz, d'une part par élévation de température, d'autre part par diminution de pression, l'indice de réfraction prend la même valeur dans les deux cas. L'auteur décrit les modifications apportées dans son dispositif expérimental : mode de chauffage électrique qui permet

(1) *J. de Phys.*, t. IV, 357 ; 1895.

d'obtenir la constance des températures élevées ; adaptation aux extrémités des tubes en terre d'un système de tubes de laiton refroidis, afin de ménager au rayon lumineux un régime de transition entre les tubes en terre chauffés au rouge et les tubes en laiton froids. Cette précaution est indispensable si l'on veut obtenir à chaud des franges aussi nettes qu'à froid.

Enfin on obtient un éclairage intense du collimateur, en projetant sur la fente l'image d'un bec papillon à acétylène vu par la tranche.

S. GUGGENHEIMER. — Nouvelles recherches relatives à l'influence des rayons X sur la distance explosive de l'étincelle électrique. — P. 416.

L'auteur constate que les rayons X ayant traversé la fluorine, présentent une activité plus grande dans leur action sur la distance explosive de l'étincelle électrique. Ce résultat est en accord avec les expériences de MM. Winkelmann et Straubel, relatives à la transformation des rayons X par la fluorine et aux effets photographiques intenses obtenus avec ces rayons transformés.

H. BUISSON. — Transparence du bismuth dans un champ magnétique. — P. 462.

D'après la théorie électromagnétique de la lumière, le coefficient d'absorption d'un diélectrique serait proportionnel à la racine carrée de la conductibilité. Le contrôle expérimental de ce résultat peut être obtenu avec des lames minces de bismuth. Soumises à l'action d'un champ magnétique, leur conductibilité change, tandis que, contrairement à la théorie, M. Bunsen n'a constaté aucune variation de l'intensité lumineuse transmise. Il est vraisemblable, après cela, d'admettre que la conductibilité qui intervient dans les phénomènes lumineux est d'un autre ordre que celle que l'on mesure ordinairement.

R. COLSON. — Influence de la diffusion des éléments du révélateur. dans le développement photographique. — P. 470.

La chaleur de la main en contact avec la paroi d'une plaque au gélatino-bromure retournée, accélère l'oxydation du révélateur et la réduction du bromure d'argent. L'appauvrissement qui en résulte, dans le révélateur, au voisinage des parties impressionnées, détermine un appel des substances actives les plus proches ; il en résulte,

pour les régions voisines, des apparences plus claires, semblables à des effluves.

L'épaisseur d'un bain tranquille influe sur la vitesse de diffusion et, par suite, sur l'action photographique ; si l'épaisseur est moindre qu'un demi-millimètre, le mouvement est plus difficile ; par suite, l'action du bain est ralentie. Ainsi, l'on met en regard, à cette distance, deux plaques, l'une A avec une image latente, l'autre B, légèrement voilée ; après un séjour convenable sous le bain de développement, la plaque B montre un négatif de l'image de A, c'est-à-dire que, en face des parties où le révélateur a été plus ou moins épuisé par la plaque A, le développement du voile de la plaque B est plus ou moins supprimé.

G. MOREAU. — Des cycles de torsion magnétique et de la torsion résiduelle du fer doux. — P. 463. — Remarque de M. BOUASSE. — P. 585.

M. Moreau énonce quelques résultats d'expérience, qui se déduisent de faits connus, ainsi que le montre M. Bouasse.

Ainsi MM. Brillouin et Bouasse ont démontré que « les courbes de torsion qui limitent un cycle de torsion fermé sont indépendantes des amplitudes du cycle ; que la partie descendante du cycle, toutes réserves faites sur les vitesses avec lesquelles le cycle est parcouru, est sensiblement rectiligne et a l'inclinaison typique Γ relative à une torsion élastique pure ».

Ceci étant, en appelant $\pm$ T et $\pm$ C, les limites en angle et couple du cycle, et T_r la torsion résiduelle, on a :

$$T = T_r + \frac{C}{\Gamma}.$$

Pour les grandes torsions, le couple C tend vers une limite finie C_1. D'où $T = T_r + \frac{C_1}{\Gamma}$; c'est la première loi de M. Moreau.

La seconde loi de M. Moreau : $T = T_r + \frac{4f}{3\mu R}$, où f est une constante caractérisant la plasticité du fil, se déduit naturellement de la théorie proposée en 1848 par J. Thomson.

BIRKELAND. — Sur une analogie entre les rayons lumineux et les lignes de force magnétique. — P. 586.

On rapproche d'un tube de Crookes, de forme cylindrique, un électro-aimant pour lequel la direction du champ est celle de l'axe du tube. La différence de potentiel entre la cathode et l'anode, qui diminue d'abord lentement, tombe brusquement au-dessous du dixième de sa valeur primitive pour une distance donnée de l'électro-aimant à la cathode. Cette distance *critique* change avec l'intensité du courant qui actionne l'électro-aimant. Un fait constant caractérise le phénomène, c'est que la cathode est le seul endroit du tube, où la force magnétique est la même pour les positions *critiques* de l'aimant, quelle que soit la nature du gaz existant dans l'intérieur du tube. En outre, les distances critiques sont sensiblement indépendantes de l'intensité du courant à travers le tube. Ce résultat est conforme au théorème énoncé par l'auteur (1) : la déviation magnétique des rayons cathodiques dépend uniquement de la tension entre la cathode et l'anode, la force magnétique étant la même.

Quand l'aimant agit sur la cathode dans les conditions critiques, des particules de métal sont projetées et donnent, au bout d'une demi-heure, sous l'influence de décharges intenses, un miroir opaque de métal déposé sur le verre.

G.-M. STANOIÉVITCH. — Les lignes de force et les surfaces équipotentielles dans la nature. — P. 641.

Il existe d'intéressantes analogies, entre les figures présentées par la section d'un végétal quelconque et les spectres magnétiques. L'auteur présente à l'Académie des coupes de végétaux, où sont naturellement représentés un grand nombre de cas particuliers relatifs à la distribution des lignes de force et des lignes équipotentielles. Ce sont les lemniscates, les figures obtenues avec deux pôles de même nom, etc.

(1) *C. R.*, 28 septembre 1896.

CROVA et COMPAN. — Sur le pouvoir absorbant du noir de fumée pour la chaleur rayonnante. — P. 707.

Les couches légères de noir de fumée, obtenues en déposant successivement des couches de noir qu'on lave à l'alcool, sont très adhérentes et absorbent très bien les radiations calorifiques. Toutefois, la perte d'absorption ne peut s'abaisser au-dessous de 0,02. Si les couches n'ont pas été lavées, l'absorption est moins complète lorsque le nombre de couches augmente. De même, lorsque les couches sont lavées, on ne gagne plus au-delà de dix couches, parce que l'alcool entraîne le noir, qui reste en suspension dans le liquide. Une telle préparation s'altère rapidement.

On peut obtenir le même pouvoir absorbant maximum avec un nombre moindre de couches de noir de platine enfumé et lavé à l'alcool. Quand les poussières atmosphériques, en adhérant au noir, ont diminué son pouvoir absorbant, il suffit, pour lui rendre ses propriétés, de frotter légèrement la couche avec une peau de daim et de la recouvrir ensuite de quelques couches légères de noir lavées successivement à l'alcool.

E. CARVALLO. — Recherches de précision sur la dispersion infra-rouge du quartz et du spath. — P. 728 et 930.

En appliquant la méthode précise déjà décrite par lui([1]) et en se servant du grand goniomètre construit par M. Gautier, pour le laboratoire de M. Bouty, à la Sorbonne, M. Carvallo a obtenu de nouvelles valeurs de la dispersion du quartz, dans l'infra-rouge. Ses résultats sont bien représentés par la formule :

$$\frac{1}{n^2} = dl^{-4} + bl^{-2} + a + cl^2 + c'l^4$$

$\left(l = \frac{\lambda}{n}\right.$, et n représente l'indice pour la radiation $\left.\lambda\right)$.

([1]) *Spectres calorifiques* (*Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, t. IV, 1895).

H. PELLAT. — Influence du fer doux sur le carré moyen de la différence de potentiel aux extrémités d'une bobine parcourue par un courant de haute fréquence. — P. 731.

Les armatures extérieures de deux bouteilles de Leyde sont séparément réunies à chacune des extrémités du fil d'une bobine B. Chacune des armatures intérieures est, de même, réunie à l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff. Si un excitateur permet la décharge entre les deux armatures intérieures, on obtient des courants de haute fréquence dans la bobine B. Le carré moyen U de la différence de potentiel aux extrémités de la bobine B, qui est représenté par $U = n.\frac{V_0^2 L}{2R}$ devrait augmenter, lorsqu'on augmente la self-induction L par l'introduction de faisceaux de fer doux dans l'intérieur de la bobine B. C'est le contraire qui a lieu, et l'expérience indique une diminution considérable.

Ce phénomène doit être attribué à l'hystérésis dont il n'est pas tenu compte dans l'expression de U. Le flux d'induction dû au fer est en retard de phase sur celui dû au courant seul, et une partie de l'énergie de ce courant est transformée en énergie calorifique dans le fer doux.

P. JANET. — Sur la température des lampes à incandescence. — P. 734.

M. P. Janet s'est servi de la méthode indiquée par lui(1) pour déterminer la température des lampes à incandescence. On étudie: 1° la variation de la résistance de la lampe en fonction de la différence de potentiel aux bornes; 2° la variation, en fonction du temps, de la résistance d'une lampe qui se refroidit. La formule de M. Violle: $Q = 0,335t + 0,00006t^2$, relative au refroidissement d'un filament de carbone pur, sert à calculer la température. Les températures obtenues avec quatre lampes différentes sont 1.720°, 1.610°, 1.630°. 1.620°. Les trois derniers nombres concordent assez bien entre eux: ils s'accordent avec les expériences de M. H. Le Chatelier; pour une cause inconnue, le premier nombre est un peu élevé.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 690; 1897.

G. VINCENT. — Sur la conductibilité électrique de lames minces d'argent et l'épaisseur des couches dites de passage. — P. 820.

L'étude de la conductibilité de couches minces d'argent, d'épaisseurs variant entre 0μ et 200μ, déposées sur des glaces de verre, a permis de vérifier : 1° que, pour des épaisseurs supérieures à 50μ, la conductibilité $\frac{1}{\rho}$ varie linéairement avec l'expérience ε. $\frac{1}{\rho} = -A + B\varepsilon$; 2° que, pour des épaisseurs moindres que 50μ, les valeurs de la conductibilité sont nettement plus faibles que celles résultant de cette relation. Ces faits impliquent l'existence d'une couche homogène, comprise entre deux couches superficielles de conductibilité moindre, au contact de l'air et du verre. Tant que la couche homogène intermédiaire existe, les conductibilités satisfont à la relation précédente ; elles s'en séparent lorsque l'épaisseur totale de la couche devient égale, puis inférieure à la somme des épaisseurs de passage. L'épaisseur de 50μ représente donc la somme des épaisseurs de passage ; c'est à peu près le nombre obtenu par Quincke dans ses expériences de capillarité.

A. WITZ. — Moteurs à combustion et haute compression. — P. 957.

Le rendement élevé du moteur Diesel ramène au plan de l'actualité les moteurs à combustion, dont le cycle est constitué par quatre phases d'opération : 1° On débute par une compression adiabatique, depuis la pression atmosphérique H jusqu'à une pression π, ayant pour effet d'élever la température du mélange tonnant de t à θ ; 2° la deuxième phase consiste en une combustion à pression constante, sous cette même pression π, dans laquelle la température passe de θ à T ; la chaleur fournie par le foyer est égale à $C(T-\theta)$ (C représente la chaleur spécifique des gaz sous pression constante) ; 3° on procède ensuite à une détente adiabatique, qui ramène les gaz brûlés à la pression atmosphérique et conduit leur température à la valeur t' ; 4° le cycle se ferme par une reprise de chaleur, qui fait contracter les gaz et rétablit les conditions initiales de température et de pression. La chaleur soustraite est ainsi $C(t'-t)$.

Le cycle est donc limité par deux adiabatiques et par deux droites parallèles à l'axe des volumes. Le rendement, facile à calculer, est

donné par $\rho = 1 - \frac{t}{\theta}$; pour une compression de 35 atmosphères, on trouve que ρ est égal à 0,537.

Ce rendement théorique est considérable, et la machine Diesel ne donne pas de rendements théoriques supérieurs à ce nombre. C'est donc dans la forte compression, rendue possible par M. Diesel, qu'il faut chercher la cause du succès de son moteur.

H. BECQUEREL et H. DESLANDRES. — Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman. — P. 997.

MM. Cornu et Michelson se sont appliqués à l'étude du phénomène de Zeeman. Les conclusions de M. Cornu sont rapportées dans le précédent article. M. Michelson a été plus loin; en étudiant de nombreuses sources au moyen de son réfractomètre, il a conclu, des variations de visibilité des anneaux d'interférence, que chacune des trois raies du triplet observé par M. Zeeman devait être elle-même un triplet dont les trois composantes, polarisées dans le même plan, pouvaient avoir des intensités très différentes et apparaître soit comme un doublet, soit comme une raie simple. Ce mode de division des raies comprend en particulier le cas signalé par M. Cornu.

MM. Becquerel et Deslandres ont découvert un phénomène d'inversion dans le sens de la polarisation des raies dédoublées; les deux raies extrêmes sont polarisées perpendiculairement aux lignes de force au lieu de l'être parallèlement; les raies intermédiaires le sont parallèlement au lieu de l'être perpendiculairement. Ces auteurs confirment le fait déjà énoncé par M. Cornu, que l'action du champ magnétique n'est pas uniquement fonction de la longueur d'onde: aussi cette action permet-elle de déceler des groupes naturels de raies, vainement recherchés jusqu'ici dans un certain nombre de spectres.

G. GUTTON. — Sur le passage des ondes électriques d'un conducteur à un autre. — P. 1092.

Les ondes électriques, qui se propagent le long d'un fil rectiligne, peuvent passer, sans changement de phase, sur un fil tendu à la suite du premier. Si on augmente les surfaces en regard des deux conducteurs, l'onde transmise au fil secondaire est plus intense. On peut

pour cela souder aux extrémités de l'un des fils un bout de tube de laiton, suivant l'axe duquel pénètre l'autre. On a vérifié que, de part et d'autre de l'ouverture de ce tube et le long du conducteur secondaire, la force électrique a des directions opposées. Il existe, à la surface de ce conducteur, un point où la force électrique est nulle. Si on substitue à ce dispositif deux plateaux circulaires dont les plans sont parallèles et normaux à la direction des fils, on constate que l'onde est transmise avec un retard sensiblement égal au diamètre des plateaux. Ce résultat peut être expliqué en admettant que l'onde suit la surface du conducteur avant de traverser le diélectrique pour atteindre le second plateau.

E. MATHIAS. — Sur les propriétés thermiques des fluides saturés. — P. 1095.

M. Mathias a vérifié avec l'acide sulfureux que, conformément aux conclusions de Clausius, la détente adiabatique d'une vapeur saturée produit toujours un abaissement de température. Il a démontré expérimentalement l'exactitude de l'hypothèse de M. Raveau relative à la *chaleur spécifique à volume constant* des fluides saturés, qui reste finie, même à la température critique.

R. DONGIER.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. VIII, 1er semestre 1899.

E.-L. NICHOLS. — On the density of ice (Densité de la glace). — P. 21-37.

— Note on the coefficient of expansion of ice (Coefficient de dilatation de la glace). — P. 184-186.

Les déterminations antérieures sur le même sujet sont résumées comme suit :

Date.	Expérimentateur.	Moyenne trouvée pour la densité à zéro.	Erreur probable.
1845	Brunner	0,9180	± 0,000039
1852	Plücker et Geissler	0,91580	± 0,000008
1855	Kopp	0,9078	± 0,0007
1860-62	Dufour	0,9178	± 0,0005
1870	Bunsen	0,91685	± 0,00003

Après avoir constaté que l'emploi du calorimètre à glace peut donner naissance à des erreurs, par suite de la déformation des parois par la poussée du mercure contenu, l'auteur recourt à la méthode de Brunner (pesée de la glace dans l'air et dans le pétrole). La densité trouvée diffère avec l'origine de la glace employée. Voici les résultats :

Variété de glace.	Densité à zéro par rapport à celle de l'eau à zéro.
Eau congelée par CO^2 et éther..........	0,91615 ± 0,00009
Glaçon naturel..........................	0,91807 ± 0,00004
Glace d'étang récente....................	0,91804
Glace d'étang formée depuis un an......	0,91644

Pour le coefficient linéaire on a donné les valeurs suivantes :

Brunner....................	0,0000375
Struve.....................	0,0000550
Marchand...................	0,0000350
Plücker et Geissler........	0,0000528

Les déterminations de l'auteur donnent pour le coefficient moyen, entre — 8° et — 12°, le nombre 0,0000540.

GOODWIN et DE KAY THOMPSON. — On the dielectric constant and electrical conductivity of liquid ammoniac (Pouvoir diélectrique et conductibilité de l'ammoniaque liquide). — P. 38-48.

J.-J. Thomson et Nernst ont remarqué que les corps à grand pouvoir diélectrique, comme l'eau, avaient aussi un grand pouvoir de dissociation pour les ions dissous. Or il se trouve, d'après les récentes déterminations de Cady, que la conductibilité moléculaire des sels dissous dans l'ammoniaque liquide à — 34° est en général plus grande que pour les mêmes sels en solution aqueuse. D'après cela, l'ammoniaque liquide devrait avoir un pouvoir inducteur au moins égal à celui de l'eau.

Ce pouvoir inducteur, mesuré par la méthode de Drude [1], est compris entre 21 et 23, à — 34°, suivant les échantillons employés. Ce résultat n'est pas pour confirmer les idées de Thomson et Nernst.

La conductibilité électrique, qui diminue avec la température, est $K = 1,6 \times 10^{-4}$ à — 12°; avec un coefficient de variation $\frac{\Delta K}{\Delta t} = 0,011$.

---

(1) *Zeitschrift für Phys. Chem.*, XXIII, 268; 1897.

J. STEVENS. — Some experiments on molecular contact (Expériences sur le frottement). — P. 49-53.

Des disques de différents métaux, mis en contact, sont soumis à des efforts variables, et on mesure le déplacement en longueurs d'onde par l'observation de franges d'interférences. Pour des efforts assez petits, il y a déplacement d'une surface par rapport à l'autre, mais sans glissement. Ce déplacement élastique est proportionnel à l'effort, et les disques reviennent à leur position première quand celui-ci retourne à zéro.

H. THIESSEN. — The hysteresis of iron and steel at ordinary temperature and at the temperature of solid carbon dioxide (Hystérésis du fer et de l'acier à la température ordinaire et à celle de l'acide carbonique solide). — P. 65-73.

Les cycles d'hystérésis sont tracés pour trois métaux, le fer doux, l'acier, le ferro-nickel, à trois températures voisines de 100, 20 et — 60°.

La méthode employée (induction dans des tores) est à l'abri de toute critique; mais on n'a pas pris soin de définir la composition chimique et l'état physique des échantillons éprouvés, ce qui enlève beaucoup d'intérêt à ce travail.

On constate que les pertes d'énergie par hystérésis augmentent considérablement lorsque la température s'abaisse.

F.-G. BAUM. — A new transformer diagram (Diagramme d'un transformateur). — P. 95-111.

Ce travail contient une méthode graphique pour obtenir les valeurs instantanées des intensités primaire et secondaire et le flux magnétique d'un transformateur, en fonction de la self-inductance et de la résistance des deux bobines, et de la force électro-motrice employée dans le primaire.

J.-F. MERRILL. — Influence of the surrounding dielectric on the conductivity of copper wire (Influence du diélectrique environnant un fil de cuivre sur sa conductibilité.) — P. 112-127.

Sanford, puis Grimaldi et Platania ont affirmé cette influence; Carhart l'a niée. Les expériences effectuées par l'auteur, en em-

ployant comme diélectriques l'air, le kérosène, l'alcool, la vapeur d'éther, la benzine liquide et en vapeur, le chloroforme, indiquent que les variations de résistance n'atteignent pas un dix-millième. Dans ces conditions, on peut les attribuer à une altération superficielle du fil métallique.

MAC GREGOR. — On the applicability of the dissociation theory to the electrolysis of aqueous solutions containing two electrolytes with a common ion (Electrolyse de solutions aqueuses de deux sels ayant un ion commun). — P. 129-140.

Étant donnés deux sels 1 et 2, mélangés dans une solution aqueuse, la théorie permet de calculer le rapport des poids (en fraction d'équivalents) des deux ions caractéristiques de 1 et de 2, transportés simultanément par le courant. Ce rapport A vaut :

$$A = \frac{a_1 N_1 \nu_1 \mu_1}{a_2 N_2 \nu_2 \mu_2},$$

a_1 et a_2 étant les coefficients d'ionisation de 1 et de 2 ; N_1 et N_2, leurs concentrations ; μ_1 et μ_2, leurs conductibilités limites (pour une dilution infinie) ; ν_1, ν_2, les nombres de transport d'Hittorf pour les ions caractéristiques de 1 et de 2.

A peut ainsi être calculé, d'après les données de divers expérimentateurs, pour les mélanges suivants :

NaCl	et	HCl
KI	et	KCl
$BaCl^2$	et	HCl
SO^4H^2	et	SO^4Cu.

La comparaison avec les valeurs de A trouvées directement est assez favorable à la théorie (différences inférieures à 20 0/0), sauf pour le mélange d'acide sulfurique et de sulfate de cuivre, où la valeur de A calculée peut être jusqu'à six fois plus grande que celle trouvée directement.

J.-O. THOMPSON. — On the period and logarithmic decrement of a continuously vibrating wire (Période et décrément logarithmique d'un fil vibrant. — P. 141-150.

Lord Kelvin indique que des fils maintenus en état de vibration permanente éprouvent une fatigue élastique qui accroît leur décrément logarithmique et leur période de vibration.

Les expériences de l'auteur, réalisées avec des fils de cuivre, d'argent et d'aluminium, semblent, au contraire, établir que la période et le décrément sont des quantités constantes.

H.-J. HOTCHKISS. — A portable apparatus for photographing curves of two variable currents simultaneously (Inscription photographique simultanée de deux courants variables.) — P. 152-160.

Deux équipages galvanométriques du type d'Arsonval, extrêmement mobiles, reçoivent, sur leurs miroirs, les rayons lumineux qui agissent après réflexion sur les plaques photographiques. A en juger d'après les reproductions, jointes au mémoire, des courbes obtenues, cet appareil paraît donner des résultats très nets.

J. ZELENY. — On convection currents and on the fall of potential at the electrodes in conduction produced by Röntgen rays (Courants de convection et chute de potentiel aux électrodes provoqués par les rayons X). — P. 161-173.

Pendant la conduction à travers un gaz traversé par les radiations de Röntgen, des courants de convection se produisent, qui entraînent généralement le gaz vers les électrodes. Ces courants sont causés par le mouvement des charges libres qui existent dans le gaz. La chute rapide de potentiel qui en résulte s'étend à une couche de gaz épaisse de 1/10 de millimètre, au voisinage des électrodes. Enfin la force électrique agissant sur les électrodes est accrue par l'exposition du gaz aux rayons Röntgen.

J. SHEDD. — A mechanical model of the Carnot engine (Modèle mécanique de la machine de Carnot). — P. 174-180.

Description d'un mécanisme fictif destiné à illustrer les propriétés du cycle de Carnot.

F. BAUM. — A general method for determining the best reading of an instrument for least error in measuring a given quantity (Méthode générale pour déterminer la meilleure lecture d'un instrument en vue d'une mesure). — P. 181-183.

Soient y la quantité à mesurer, et x la quantité observée, reliées par $y = f(x)$. L'erreur relative sur y pour une erreur donnée dx

$$\frac{dy}{y} = \frac{f'(x)}{f(x)}\,dx,$$

doit être minima, ce qui donne la condition :

$$f(x) \times f''(x) = [f'(x)]^2.$$

Quelques exemples montrent l'application qu'on peut faire de cette relation générale.

B. Mac NUTT. — The electromotive force of polarisation of electrolytric cells for very small current densities (Polarisation produite par des courants très faibles). — P. 237-243.

On recherche si le dégagement de chaleur irréversible qui apparaît aux électrodes en même temps que les ions s'annule rigoureusement avec l'intensité ; supposition qu'on fait chaque fois qu'on applique les principes de la thermodynamique aux électrolytes et aux piles.

Les expériences faites avec des électrodes de cuivre dans le sulfate de cuivre, de zinc dans le sulfate de zinc, d'argent dans l'azotate d'argent, semblent indiquer que le dégagement thermique en question ne s'annule pas en même temps que l'intensité du courant.

C. KINSLEY. — A method of measuring the frequency of alternating currents (Mesure de la fréquence d'un courant alternatif). — P. 244-249.

Un électro-aimant, parcouru par le courant à étudier, fait vibrer une tige d'acier portant un cavalier mobile. On cherche la position du cavalier, pour laquelle il y a résonnance, et on déduit la fréquence par la formule :

$$t^2 = Cr^3 + K,$$

où t est la durée d'une période, r la distance du cavalier à l'extrémité fixe de la verge ; C et K sont les constantes déterminées empiriquement.

W. FOSTER. — The conductivity and dissociation of some electrolytes (Conductibilité et dissociation de quelques électrolytes). — P. 257-281.

Ce travail comporte la détermination expérimentale des éléments (conductibilité électrique, densité pour différentes températures et différentes concentrations) à l'aide desquels on peut calculer l'abaissement du point de congélation. Les expériences portent sur les corps suivants :

Sulfate et chlorure de magnésium, nitrate d'ammoniaque, phosphate de soude et d'ammonium, acides phosphorique, oxalique et citrique, soude caustique.

Les points de congélation calculés sont en complet accord avec ceux qui ont été déterminés directement par Loomis.

E. ROSA. — On the derivation of the equations of a plane electro-magnetic wave (Équations d'une onde plane électro-magnétique). — P. 282-296.

Après avoir étudié les équations d'une onde plane, l'auteur détermine les expressions de sa vitesse, de son énergie, et les valeurs respectives de la force électrique, du déplacement, de la densité de courant et de la force magnétique.

C. WESTON. — A determination of the modulus of elasticity for small loads (Détermination du module d'élasticité pour de faibles efforts). — P. 297-303.

Les déplacements élastiques de verges métalliques correspondant à de faibles charges sont mesurés par la méthode interférentielle. Les valeurs suivantes sont trouvées pour le module :

Acier.................	$19,19 \times 10^{11}$
Cuivre.................	$10,87 \times 10^{11}$
Laiton.................	$10,64 \times 10^{11}$

W. FRANKLIN et S. CLARK. — A normal curve of magnetisation of iron (Une courbe normale d'aimantation du fer). — P. 304-309.

On détermine, pour un échantillon de fer doux, la relation entre l'induction B et le champ H, en ayant soin de ramener, après chaque expérience, le métal à l'état non magnétique par une série d'aimantations décroissantes en sens contraire, ou encore (ce qui donne de moins bons résultats) par de violentes vibrations longitudinales.

H.-S. WEBB. — Determination of hysteresis in iron for small ranges of induction (Hystérésis du fer pour les inductions faibles). — P. 310-314.

Les mesures d'hystérésis sont faites par la méthode de W. Franklin, qui consiste à déterminer avec une balance la force nécessaire pour renverser le magnétisme du fer. L'énergie par centimètre cube

perdue pendant un cycle est égale à cette force en dynes, divisée par la section du spécimen de fer étudié.

Ce procédé ne paraît pas à l'auteur lui-même donner d'aussi bons résultats que les méthodes classiques.

L. HOULLEVIGUE.

IL NUOVO CIMENTO;

T. VIII; 2e semestre 1898.

O. MURANI. — Studio delle onde stazionarie di Hertz, col mezzo di un coherer (Etude des ondes stationnaires de Hertz au moyen d'un cohéreur). — P. 36.

Afin d'obtenir la longueur d'onde d'un primaire hertzien, MM. Le Royer et Van Berchem, utilisant les ondes stationnaires produites par réflexion sur un miroir métallique (1), ont employé comme résonateur un cohéreur. M. Murani, qui avait à la même époque obtenu des résultats différents de ceux des physiciens de Genève, a repris avec soin ses expériences. Au lieu de mettre le cohéreur en série avec la pile et le galvanomètre, il ferme le circuit d'un élément Daniell sur une résistance de 2.000 ohms et met le cohéreur avec le galvanomètre en dérivation entre deux points présentant une résistance de 1 ohm; la résistance du circuit du cohéreur est presque uniquement due à celui-ci. M. Murani n'a pu observer de nœud qu'au voisinage *immédiat* du miroir ; au delà, la déviation galvanométrique augmente subitement et reste à peu près constante, quelle que soit la distance du miroir. L'auteur pense que le cohéreur est modifié dès l'arrivée de l'onde issue de l'excitateur avant le retour de l'onde réfléchie.

Des expériences de MM. Federico et Pasquini (2) confirment ces résultats.

---

(1) *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXXI, p. 558 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 142 ; 1894.

(2) *Il Nuovo Cimento*, t. VII, p. 153.

B. AGOSTINI. — Influenza delle onde elettromagnetiche sulla conductibilita elettrica del selenio cristallino (Influence des ondes électro-magnétiques sur la conductibilité électrique du sélénium cristallisé). — P. 81.

M. B. Agostini a recherché si les ondes électro-magnétiques n'auraient pas sur le sélénium cristallisé une influence du même genre que celle de la lumière. Les tubes à sélénium étaient disposés dans une boîte opaque à la lumière, suivant la ligne focale d'un miroir parabolique; la mesure de la résistance était faite par la méthode du pont de Weathstone. Tandis que le rapport de la résistance dans l'obscurité à la résistance à la lumière était en moyenne de 1,8, les variations dues aux ondes électro-magnétiques étaient à peine de 2 à 3 0/0 et n'avaient pas de sens déterminé; elles sont de l'ordre des erreurs d'expériences et peuvent être attribuées aux variations de la température.

U. PANICHI. — Sulle variazioni del potere induttore specifico nei coibenti armati. (Sur les variations du pouvoir inducteur spécifique dans les diélectriques armés). — P. 89.

G. ERCOLINI. — Variazione della costante dielettrica del vetro per la trazione mecanica (Variation de la constante diélectrique du verre sous l'action d'une traction mécanique). — P. 305.

Nouvelles expériences sur un sujet déjà traité par divers auteurs [1], et aboutissant d'ailleurs à des résultats contradictoires entre eux.

M. Panichi opère sur un tube d'ébonite plein de mercure à l'intérieur, et entouré de mercure à l'extérieur. Ici le diélectrique est en contact avec les armatures. L'armature intérieure est reliée à l'aiguille d'un électromètre Mascart et chargée, au début de l'expérience, à l'aide d'une pile Daniell de 150 éléments (les paires de quadrants de l'électromètre sont mis aux pôles opposés d'une pile de charge). L'armature extérieure est constamment mise au sol; — l'armature intérieure, une fois chargée, reste isolée. — Si la charge ne se perd pas, une augmentation de la capacité aura pour effet

---

(1) Righi, *J. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 43 ; 1880 ; — Lippmann, *J. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 389 ; 1881 ; — Cantone, *R. Lincei*, 1888 ; — Dessau, *R. Lincei*, 20 mai 1894 ; — Corbino, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 418 ; 1898 ; — Corbino et Canizzo, *J. de Phys.*, ce volume, p. 221.

d'abaisser le potentiel de l'armature interne et la déviation de l'électromètre. Or, par une traction exercée sur l'ébonite, on augmente la déviation; on diminue donc la capacité et, par suite, nécessairement le pouvoir inducteur (puisque l'épaisseur diminue, ce qui augmenterait la capacité).

M. Ercolini prend un tube de verre creux, séparant deux armatures cylindriques de laiton. Mais ici le diélectrique est libre. On emploie un électromètre de Hankel. Une des armatures est maintenue à potentiel constant, par une pile de 300 éléments eau-zinc-cuivre, dont un pôle est mis au sol. L'autre armature, isolée, et non chargée, est reliée à l'électromètre. Une traction sur le tube de verre a pour effet de donner à cette armature, primitivement au potentiel zéro, un potentiel de même signe que celui de l'autre armature, ce qui correspond à une *augmentation* de capacité.

M. Ercolini ne donne aucun nombre. M. Panichi s'est heurté à des difficultés expérimentales, qui lui avaient fait croire, au début, à un résultat inverse de celui qu'il a trouvé. La question ne saurait donc être regardée comme tranchée.

V. BOCCARA et A. GANDOLFI. — Sulla velocità delle onde hertziane nei mezzi dielettro magnetici; verifica sperimentale della relazion $V_1^{-1} V \sqrt{\varepsilon\mu} = 1$ (Sur la vitesse des ondes hertziennes dans les milieux diélectromagnétiques; vérification expérimentale de la relation $V_1^{-1} V \sqrt{\varepsilon\mu} = 1$). — P. 191.

Des deux relations $D = n^2$ et $\frac{V}{V_1} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ auxquelles conduit la théorie électromagnétique de la lumière, la première a presque seule été l'objet de vérifications expérimentales.

Suivant les idées de Birkeland [1], MM. Boccara et Gandolfi ont constitué des milieux diélectro-magnétiques avec des mélanges de poudre de fer porphyrisé et de paraffine. Ils ont constaté que la constante diélectrique et la perméabilité magnétique augmentent avec la proportion de fer; remarquons que les auteurs s'attendaient, — on se demande pourquoi, — à une diminution du pouvoir inducteur, lorsque la proportion de fer augmente.

Pour la mesure du rapport des vitesses de propagation des ondes hertziennes, la méthode employée est basée sur celle de Arons et Rubens [2]; les deux fils secondaires sont reliés à deux rectangles hert-

(1) *Archives de Genève*, t. IV, p. 338; 1894.
(2) *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 581, et t. XLV, p. 381.

ziens, entre lesquels on interpose partiellement le milieu diélectromagnétique.

L'indice de réfraction électrique augmente aussi la proportion de fer, et l'on peut considérer la formule de Hertz comme *approximativement* vérifiée. Voici quelques nombres :

Teneur en fer.	Valeurs de μ.	Valeurs de K.	Valeurs de n (observées).
5 0/0	1,04	1,83	1,61
10 0/0	1,10	3,08	1,90
20 0/0	1,23	4,83	2,29
40 0/0	1,62	8,33	3,56

P. PIZZETTI. — Della influenza delle deformazioni elastiche sulla durata di oscillazione di un pendolo, secondo Helmert (De l'influence des déformations élastiques sur la durée d'oscillation d'un pendule). — p. 215.

M. Pizzetti a fait une analyse d'un travail très consciencieux sur la théorie des pendules à réversion (Leipzig, 1898), dû au Prof. Helmert, directeur de l'Institut géodésique prussien.

La rotation d'un corps élastique autour d'un axe n'est pas, dans sa généralité, susceptible d'une solution rigoureuse. Pour obtenir une solution approchée, Helmert calcule les composantes de l'accélération, et par suite les forces perdues (forces externes, moins forces motrices), comme si le pendule était rigide ; de cette expression approchée des forces perdues, il déduit les déformations élastiques, qui servent ensuite à une évaluation plus précise des composantes de l'accélération et des forces perdues, et ainsi de suite. Ce procédé équivaut à une intégration approchée des équations du mouvement, que l'on obtiendrait en négligeant les termes qui contiennent des puissances du module d'élasticité supérieures à la première.

Helmert étudie ensuite le pendule à reversion et le pendule Repsold, de 1 mètre, employé dans ces derniers temps par l'Institut géodésique prussien.

Pour donner une idée de ces corrections théoriques, nous dirons que les deux derniers pendules Repsold (de 1 mètre et de $0^{m},25$) employés ont donné comme résultats 994,626 millimètres et 994,255 millimètres, soit une différence de $0^{mm},371$; si l'on fait la correction d'élasticité, on obtient 994,260 et 994,253, soit une différence de 0,007.

Enfin les contradictions de 0,037 millimètre qui existaient jus-

qu'ici entre les résultats des mesures absolues faites à Paris et à Vienne sont réduites à 0,011 après correction d'élasticité.

A. VOLTA. — Sul comportamento di alcuni corpi portati ad elevata temperatura respetto ai raggi X (Action d'une température élevée sur quelques corps relativement aux rayons X). — P. 241.

Afin de pouvoir chauffer les corps directement dans la flamme du gaz d'éclairage, M. Volta s'est assuré qu'une flamme interposée sur le trajet d'un faisceau de rayons X n'a pas d'action sensible, même si elle est chargée de vapeurs métalliques (1). Il emploie la méthode photographique et obtient les résultats suivants :

L'élévation de température augmente dans les corps (platine, charbon et stéatite) l'énergie actinique de leurs rayons secondaires. Le charbon et le platine, portés à l'incandescence, se comportent comme des corps opaques. Les autres conclusions de l'auteur relatives au pouvoir de pénétration et à la transparence paraissent prématurées.

A. NACCARI. — Sul passagio della corrente elettrica attraverso i liquidi dielettrici (Sur le passage du courant électrique à travers les diélectriques liquides). — P. 259.

— Sul passagio delle sostanze disciolte attraverso le membrane di ferrocianuro di rame (Sur le passage des substances dissoutes à travers les membranes de ferrocyanure de cuivre). — P. 260.

Conformément aux déductions de Traube (1867), les substances qui passent à travers les membranes de ferrocyanure de cuivre préparées par la méthode de Pffefer, ont un poids moléculaire plus petit que celui des substances qui ne les traversent pas.

Dans des expériences préliminaires, M. Naccari arrive à cette conclusion que, lorsque le poids moléculaire diminue, la vitesse avec laquelle les molécules de la substance dissoute sortent de l'appareil, va en croissant. Il n'a pas vérifié la constance du produit de la vitesse par la racine carrée du poids moléculaire, comme cela a lieu pour les gaz. La vitesse croît plus rapidement.

(1) Philipps, *Sur la transparence des flammes et autres objets* (*l'Eclairage électrique*, t. VI, p. 422).

A. SELLA. — Un esperienza di trasmissione di suono a distanza (Une expérience de transmission du son à distance). — P. 261.

Au lieu de transmettre des signaux au moyen de l'alphabet Morse sur le récepteur du télégraphe actino-électrique de Zickler (1), M. Sella envoie, sur l'électrode négative, un faisceau ultra-violet périodiquement interrompu; le téléphone du récepteur fait entendre un son de même période. Un son produit devant la membrane d'un phonautographe Scott munie d'un petit miroir fait vibrer celui-ci et, par suite, donne au faisceau ultra-violet qu'il réfléchit sur l'électrode un déplacement périodique de même période que le son; c'est donc le même son, qui est perçu au téléphone récepteur.

GAMBA PERICLE. — Influenza dei processi di deformazione sulle proprieta elastiche del marmo (Influence des déformations successives sur les propriétés élastiques du marbre). — P. 273.

Une lame de marbre repose à ses extrémités sur deux couteaux; au centre, un poids variable produit une flexion.

M. P. Gamba construit les cycles de déformation en prenant, comme abscisses, les poids, et comme ordonnées, les déplacements lus sur l'échelle divisée. Les cycles unilatéraux sont obtenus en faisant croître le poids jusqu'à une certaine valeur, puis le faisant décroître jusqu'à zéro, et ainsi de suite. Pour les cycles bilatéraux, lorsque le poids est revenu à zéro, on exerce sur la lame une force de sens contraire, soit une traction de bas en haut, que l'on fait croître jusqu'à une valeur égale au poids maximum que l'on a fait agir dans la première partie.

Les courbes obtenues sont d'ailleurs comparables à celles d'aimantation. Pour chaque lame, il y a une limite de la force de déformation, au-delà de laquelle la courbe caractéristique reste altérée.

Le marbre se comporte comme le laiton (2) pour l'action des forces fléchissantes.

---

(1) *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. XIX. Le récepteur Zickler se compose de deux électrodes reliées à une source d'électricité, le circuit contenant un relai, un téléphone ou un cohéreur.

(2) CANTONE, *Il Nuovo Cimento*, mai 1894.

E. BIANCHI. — Sulla diatermaneita dell'ebonite (Sur le pouvoir diathermane de l'ébonite). — P. 285.

Des expériences sur le pouvoir diathermane de l'ébonite ont été faites par M. Becquerel [1], et antérieurement par M. Arno [2]. M. Bianchi reprend cette étude. Il tient compte du fait que la déviation du galvanomètre, relié à la pile thermo-électrique, n'est pas due seulement aux radiations qui ont traversé l'ébonite, mais aussi, pour une très faible partie, à celles émises par l'ébonite, qui s'est échauffée par l'absorption.

Le pouvoir diathermane augmente avec la température de la source calorifique. Même pour les radiations émises par le cube de Leslie avec eau bouillante, l'ébonite présente un pouvoir diathermane sensible. M. Becquerel avait trouvé que l'ébonite arrête presque complètement ces radiations.

P. PETTINELLI. — Azione dei raggi X sopra l'evaporazione ed il raffreddamento nell'aria (Action des rayons X sur l'évaporation et le refroidissement dans l'air). — P. 299.

Les rayons X semblent accélérer légèrement, d'une part, l'évaporation, d'autre part, le refroidissement d'un corps chaud dans l'air, dans les conditions ordinaires de température et de pression. Il y a peut-être augmentation du pouvoir de convection de l'air ambiant.

A.-G. ROSSI. — Sopra uno speciale sistema di due avvolgimanti percorsi da correnti alternative sinusoïdali (Sur un système de deux enroulements parcourus par des courants alternatifs sinusoïdaux). — P. 5 et 353.

M. Rossi étudie un système de deux enroulements à self-induction et induction mutuelle, variables en fonction de deux angles de conformation, et déduit de ses propriétés géométriques une méthode de mesure simultanée du rapport des amplitudes et de la différence de phase d'un système de deux courants alternatifs sinusoïdaux. Il étudie spécialement le transformateur monophasé que l'on peut

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 525 ; 1897.
(2) *Atti della R. Accad. di Torino*, t. XXVIII, 1892-1893.

réaliser avec ces deux enroulements, et qui constitue un transformateur à flux tournant, et décrit un appareil qui permet de transformer un système de courants triphasés équilibré ou un système de courants tournants sinusoïdaux en un couple de courants d'une différence de phase et d'un rapport d'intensités efficaces déterminés.

V. BOCCARA. — Metodo semplice per la rappresentazione materiale delle linee di forza di un campo elettrostatico (Méthode simple de représentation matérielle des lignes de force d'un champ électrostatique). — P. 406.

Au lieu d'employer la poudre de lycopode ou la limaille très fine, M. Boccara conseille d'immerger complètement les pièces qui terminent les électrodes d'une machine statique (sphères, plateaux ou pointes) dans un liquide léger et visqueux, l'huile de ricin, par exemple. On voit se détacher des électrodes de minces jets liquides qui représentent très bien les lignes de force.

R. FEDERICO. — Sul comportamento della polarizzazione negli elettroliti a partire dalla pressione ordinaria fino a pressioni di circa mille atmosfere (Étude de la polarisation dans les électrolytes à partir de la pression ordinaire jusqu'aux pressions voisines de 1.000 atmosphères). — P. 145 et 409.

M. Federico a étudié la variation de la force électromotrice de polarisation avec la pression, quand la température reste constante, ainsi que la nature de l'électrolyte, la nature et la surface des électrodes et l'intensité du courant, et il a construit des courbes représentant la marche de la polarisation depuis zéro jusqu'à sa valeur maxima, pour différentes pressions échelonnées de 1 à 1.000 atmosphères. L'exposé de ses expériences est précédé d'un résumé des nombreuses recherches faites sur les variations de la force électromotrice de polarisation.

Le voltamètre renfermé dans un récipient d'acier communique successivement avec la pile et l'électromètre par un interrupteur tournant très rapidement, sous l'action d'un petit moteur électrique. La température modifiée par les changements de pression, est ramenée chaque fois à sa valeur primitive; elle est indiquée par un couple thermo-électrique. Pour corriger l'effet de la capacité de l'électromètre Lippmann employé, l'auteur a donné une surface suffisamment grande aux électrodes polarisables.

Il résulte de ces expériences que, à pression constante, la force

électromotrice de polarisation augmente rapidement pendant la première seconde, et plus lentement ensuite, pour atteindre asymptotiquement sa valeur maxima (pratiquement, au-delà de cinq secondes, on ne peut constater de variations). Dans les premiers instants, l'augmentation de la force électromotrice est sensiblement proportionnelle au temps écoulé depuis la fermeture.

La force électromotrice maxima de polarisation croît avec la pression. La variation est plus rapide pour les solutions d'acide sulfurique aux basses pressions qu'aux pressions élevées; le même fait, moins accentué cependant, se produit avec les solutions d'acide azotique; mais, pour celles d'acide chlorhydrique, l'augmentation est à peu près proportionnelle à la pression.

G. GOISOT.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

W. WOOD. — Some experiments on artificial mirages and tornadoes (Quelques expériences sur les mirages et les cyclones artificiels). — *Philos. Magaz.*. t. XLVII; p. 349; mai 1899.

1° On prend une cuve de verre, plate, de 30 centimètres de long, de 10 centimètres de haut et de 2 centimètres de large. On la remplit, jusqu'à une hauteur de 3 centimètres, d'une solution concentrée d'alun. A l'aide d'une pipette, on dépose sur l'alun, avec précaution, de l'eau contenant 10 0/0 d'alcool : comme liquide de densité intermédiaire, mais d'indice plus élevé, à introduire entre les deux, on prend un mélange de glycérine avec 85 0/0 d'alcool. Ce mélange est introduit entre les deux autres liquides, au moyen d'une pipette, à l'extrémité de la cuve, par où le rayon doit entrer. On en met encore une épaisseur d'environ 3 centimètres. Les trois solutions sont acidulées avec quelques gouttes d'acide sulfurique, et rendues fluorescentes avec de la quinine.

On donne de petites secousses aux trois couches pour hâter la diffusion, puis on les laisse reposer quelques minutes jusqu'à ce que toute strie ait disparu. Si on envoie un faisceau provenant d'une lampe à arc et rendu parallèle par un condenseur, obliquement à l'extrémité de la cuve, il traverse le liquide sous forme d'une belle onde bleue dont la courbure varie avec l'angle d'entrée.

2° Pour imiter le mirage proprement dit, on prend trois ou quatre plaques de métal parfaitement planes, ayant chacune 1 mètre de long et 30 centimètres de côté; on les monte bout à bout sur des trépieds en fer et on nivelle avec grand soin. Les plaques sont saupoudrées de sable jusqu'à détruire toute trace de réflexion sous l'incidence rasante, et les surfaces de sable sont aussi nivelées avec soin. On met à l'un des bouts de ce « désert » un ciel artificiel; la nuit, on n'a qu'à prendre une feuille de papier à écrire, éclairée par derrière par une lampe à arc; le jour, on met dans une fenêtre un grand miroir qui renvoie la lumière des nuées.

Entre le « ciel » et le « désert » on met une petite chaîne de montagnes, découpée dans du carton; les pics doivent avoir 1 ou 2 centimètres de haut, et les vallées qui les séparent être au niveau du désert.

On chauffe alors les plaques au moyen de brûleurs, qu'on change de place pour qu'il y ait échauffement uniforme. Si on regarde en plaçant l'œil à peine au-dessus du niveau du sable, on voit d'abord la chaîne de montagnes se détacher sur le ciel; puis, la température s'élevant, on voit apparaître l'image renversée de la chaîne, comme s'il y avait réflexion dans une nappe d'eau.

3° Une des plaques précédentes est saupoudrée de silice précipitée, et chauffée par plusieurs brûleurs; au bout de quelques minutes, on voit naître des tourbillons qui entraînent des fumées de silice.

Pour avoir un phénomène visible à un nombreux auditoire, on peut employer, au lieu de silice, du sel ammoniac. Les tourbillons partent de la plaque et vont en s'élevant dans l'air, et souvent ils persistent quelque temps.

B. Brunhes.

W. WOOD. — An application of the diffraction-grating to colour-photography (Application du réseau de diffraction à la photographie des couleurs). — P. 368.

Si un réseau de diffraction, de dispersion modérée, et une lentille sont placés sur le trajet d'un faisceau de lumière provenant d'une source linéaire, et que l'œil soit placé dans un des spectres formés à droite ou à gauche de l'image centrale, l'œil verra la surface entière du réseau illuminée d'une couleur qui dépend de la région du spectre où il se trouve. Si, dans une partie du réseau, les traits sont espacés

d'une façon différente, cette partie apparaîtra d'une couleur différente.

L'auteur a appliqué ce principe à la photographie des couleurs par la méthode des trois images (Ducos du Hauron); ses trois photographies ne sont autre chose que trois réseaux à traits diversement espacés, et il élimine par là l'emploi de pigments colorés sur les épreuves.

On prend d'abord les trois négatifs, à travers des écrans rouge, vert et bleu. Sur les positifs, séchés, on coule de la gélatine bichromatée. Trois réseaux de diffraction, — à intervalles de traits calculés pour donner du rouge, du vert et du bleu, — ont été tracés ou photographiés sur verre. On les place sur les trois positifs et on les expose ainsi au soleil ou à la lumière de l'arc durant trente secondes. En plongeant ensuite les plaques dans l'eau chaude, on a des réseaux de diffraction d'un grand éclat, directement formés sur la gélatine et superposés aux positifs. Trois feuilles de verre fin, sensibilisées à la gélatine bichromatée, sont placées sous ces positifs, et on les soumet, sous ces positifs, à l'action de la lumière. Chacune de ces nouvelles épreuves présente le tracé d'un réseau, mais fortement ou faiblement marqué, suivant l'intensité plus ou moins grande de l'image positive qui a fait écran. Les trois lames de verre, superposées et éclairées par une source de lumière étroite, donnent l'aspect des couleurs vraies.

B. Brunhes.

Lord RAYLEIGH. — On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension and on the origin of the blue of the sky (Sur la transmission de la lumière à travers une atmosphère contenant de petites particules en suspension et sur l'origine du bleu du ciel). — P. 375.

L'auteur a déjà traité le sujet. Il montre ici que, même en l'absence de particules étrangères, les molécules de l'air elles-mêmes suffiraient, par les phénomènes de diffraction auxquels elles donnent lieu, à produire le bleu du ciel.

Si l'on admet, avec Maxwell, qu'il y a 19.10^{18} molécules d'un gaz quelconque par centimètre cube, on trouve que la distance à laquelle l'intensité de la lumière incidente serait réduite à la fraction $\frac{1}{e}$ de sa valeur, dans l'air, serait 83 kilomètres. Or la lumière transmise à cette distance, dans une atmosphère absolument transparente, est seulement le triple de la lumière ainsi calculée ; on en peut conclure

déjà que la lumière diffractée et renvoyée par les molécules d'air suffirait à elle seule à donner un ciel bleu, moins foncé, il est vrai, que celui que nous avons. Mais l'hypothèse faite sur le nombre *n* de molécules par centimètre cube est assez arbitraire. Si, inversement, on suppose *n* inconnu, et qu'on parte de la valeur de l'absorption dans une atmosphère très pure, on arrive à la conclusion qu'il y a 7.10^{18} molécules par centimètre cube. Cette conclusion ne doit pas être tenue pour rigoureuse, car le calcul précédent néglige les corpuscules étrangers en suspension dans l'air et qui ont pour effet d'altérer la transparence.

On remarquera que la *transparence* d'un milieu contenant de petites sphères — de dimensions très petites eu égard à la longueur d'onde — *augmente* avec le nombre de ces sphères dans l'unité de volume.

B. Brunhes.

Oliver LODGE. — On opacity (Sur l'opacité). — P. 385.

Conférence faite à la Société de Physique de Londres, où le problème de l'absorption de la lumière est étudié au point de vue de la théorie électro-magnétique, et d'après les travaux de Heaviside. Signalons-en seulement une vue originale.

On peut se proposer de chercher ce que deviendrait l'électromagnétisme, s'il y avait des *corps conducteurs du magnétisme*. Considérons, par exemple, un courant électrique dans un fil : il est entouré d'un champ magnétique cylindrique ; et, si le courant diminue graduellement d'intensité, l'énergie magnétique diminue graduellement avec lui. Mais l'énergie *électrique* du champ n'est pas altérée : si le fil a une charge statique, son potentiel moyen reste constant. Supposons le fil parfaitement conducteur, le courant n'a plus besoin d'être maintenu; une force électromotrice infiniment petite suffit à donner un courant fini; le potentiel peut être uniforme, bien que le fil soit traversé par le courant; les deux champs électrique et magnétique continuent jusqu'à ce qu'il y ait dans l'espace une propriété « dissipative ».

On peut imaginer deux sortes de propriétés dissipatives : d'abord, une conductivité électrique dans le milieu qui entoure le fil; il y a alors une perte, qui a pour résultat d'égaliser le potentiel dans l'espace et de détruire le champ électrique, sans affecter nécessaire-

ment le champ magnétique, et sans arrêter la circulation permanente du courant manifestée par le champ. L'autre propriété dissipative serait une conductibilité magnétique, dont le résultat serait de resserrer toutes les lignes de force magnétique, lignes circulaires, autour du fil, de détruire ainsi le champ magnétique et, avec lui, le courant; mais le potentiel électrostatique et le champ électrique resteraient invariables. L'effet de cette propriété imaginaire du milieu entourant le fil serait exactement l'effet réel causé par ce que nous appelons la résistance électrique du fil.

B. Brunhes.

T. XLVIII; septembre 1899.

Quirino MAJORANA. — On the Contact Theory (Sur la théorie du contact). — P. 241-254. — Attraction of Unlike mitals (Attraction de métaux différents). — P. 255-262.

Soient deux disques coaxiaux, l'un de cuivre, l'autre de zinc, d'abord à une grande distance l'un de l'autre. Supposons qu'après avoir été mis en communication avec le sol ils soient isolés ; ils présentent alors une différence de potentiel, déterminée, et le cuivre est négatif, le zinc positif. Si maintenant l'on vient à les rapprocher, il y aura influence réciproque et, tandis que la densité des charges primitives ira en croissant sur les surfaces internes en regard, les surfaces externes se couvriront d'électricités libres, positive sur le cuivre et négative sur le zinc.

Ces charges libres, qu'on peut appeler charges d'approche, sont donc de signes contraires à ceux des charges qu'on observe quand on répète l'expérience de Volta, sous la forme habituelle, c'est-à-dire en éloignant l'un de l'autre les deux disques d'abord rapprochés et, dans cette première position, reliés entre eux ou au sol, puis isolés.

Pour saisir ces charges d'approche, M. Majorana a employé une modification très sensible de l'électromètre de Hankel; la feuille d'or a été remplacée par une fibre de quartz très fine, argentée, ce qui réduit notablement la capacité de l'instrument et facilite les lectures faites au microscope. Deux disques, l'un de zinc, l'autre de laiton doré ont permis de reconnaître le phénomène par leur approche jusqu'à $0^{mm},5$ l'un de l'autre[1].

[1] Ces charges d'approche avaient déjà été observées par M. Righi (*Acc. dei Lincei*, XL, 3e série, p. 15) dans des expériences qui n'étaient pas connues de M. Majorana.

Avec deux disques formés du même métal, on n'obtient pas de déviation appréciable à l'électromètre, mais il suffit de les relier tout d'abord à deux points différents du circuit d'une pile pour observer les charges d'approche.

M. Majorana a imaginé un petit appareil qui permet d'obtenir un courant continu en utilisant les charges libres obtenues par approche et éloignement des deux métaux différents zinc et cuivre. Sa forme est analogue à celle du replenisher de Lord Kelvin.

Deux lames hémicylindriques, l'une en cuivre, l'autre en zinc, recouvrent les deux moitiés d'un cylindre isolant qu'on peut faire tourner autour de son axe ; dans ce mouvement, les deux lames se déplacent par rapport à deux lames analogues, fixées à une faible distance des premières et reliées métalliquement entre elles. Un petit commutateur relie alternativement les deux premières lames aux deux extrémités d'un circuit extérieur qui se trouve ainsi parcouru par un courant continu, d'ailleurs extrêmement faible, résultant de la neutralisation continue des charges libres alternativement développées sur ces deux lames.

M. Majorana décrit, dans une seconde note, un procédé qui lui a permis de constater une attraction entre deux métaux différents en communication métallique. Une fibre de quartz, de $0^{mm},01$ de diamètre et 10 centimètres de longueur, est argentée sur toute sa surface et fixée à sa partie supérieure. Son extrémité inférieure est voisine d'une plaque de zinc parfaitement polie, qu'on peut d'ailleurs approcher à volonté au moyen d'une vis à pas très fin. Un microscope sert à repérer la position de la fibre : on vise dans une direction légèrement inclinée sur la plaque de zinc, de sorte que l'observation simultanée de la fibre et de son image permet de saisir les plus petits mouvements.

On constate ainsi un mouvement brusque de la fibre vers le zinc, relié métalliquement à celle-ci, quand leur distance est de $0^{mm},1$.

En variant la nature des métaux, on observe toujours une attraction chaque fois que les deux métaux en présence sont différents, tandis que deux métaux identiques n'ont pas d'action l'un sur l'autre.

Enfin, en reliant la fibre, d'une part, et la plaque, d'autre part, à deux points convenablement choisis du circuit d'une pile, on peut annuler l'attraction par égalisation des potentiels. M. Majorana a pu, par cette méthode de zéro, mesurer la force électromotrice de contact de quelques métaux avec l'argent.

Voici les nombres obtenus :

Aluminium............	+ 1,1 volt
Zinc..................	+ 0,9 —
Fer....................	+ 0,5 —
Laiton.................	+ 0,45 —
Cuivre................	+ 0,40 —
Or.....................	— 0,2 —

M. Majorana a encore réussi à mettre ces attractions en évidence au moyen d'une balance de torsion, mais l'expérience est beaucoup plus difficile. H. Bagard.

C.-G. LAMB. — On the distribution of magnetic induction in a long iron bar (Sur la distribution de l'induction magnétique dans un long barreau de fer). — P. 262-271.

L'auteur a fait une étude de l'aimantation et de la distribution de l'induction dans un barreau de fer à section circulaire de $0^{cm},485$ de diamètre et $723^{cm},4$ de longueur, en variant la force magnétisante.

L'examen des courbes obtenues montre que la force démagnétisante au centre du barreau est loin d'être proportionnelle à l'induction avant que celle-ci soit assez élevée pour être sensiblement constante dans toute la longueur ; jusque-là, la force démagnétisante est beaucoup plus grande qu'on ne l'admet ordinairement pour un barreau de ces dimensions. De plus, le flux de déperdition varie beaucoup avec l'induction.

C'est dans le voisinage du maximum de perméabilité que l'induction se perd le plus au dehors. D'ailleurs, la déperdition en un point quelconque du barreau dépend de la perméabilité moyenne, dans le voisinage des extrémités du barreau, et non de la perméabilité en ce point lui-même.

Tous ces résultats montrent que la méthode magnétométrique, avec barreau cylindrique, ne doit être employée qu'avec prudence dans les mesures absolues. H. Bagard.

J.-A. FLEMING, A.-W. ASHTON, H.-J. TOMLINSON. — On the magnetic hysteresis of cobalt (Sur l'hystérésis magnétique du cobalt). — P. 271-279.

Les auteurs avaient à leur disposition un anneau à section rectangulaire de cobalt pur du commerce, contenant environ 1 0/0 de fer,

et 1 0/0 de nickel. Ils firent une série de cycles magnétiques complets et tracèrent la courbe de Steinmetz correspondante.

Appelant, comme d'habitude, W, la perte d'énergie d'hystérésis magnétique en ergs par centimètre cube et par cycle; B, l'induction maximum, et I, l'aimantation maximum pendant le cycle, on a, sur une grande étendue, pour cet échantillon :

$$W = 0{,}01 \,.\, B^{1,6}$$

ou

$$W = 0{,}527 \,.\, I^{1,62}.$$

Ainsi on trouve encore ici des expressions exponentielles $W = \eta \,.\, B^n$ et $W = \eta' I^n$, analogues à celles de Steinmetz pour le fer et des aciers de compositions variées et à celles de Kennely pour le nickel. Il est remarquable que l'exposant hystérétique n ait, pour ce cobalt fondu, comme pour le fer doux, travaillé en anneau, une valeur également voisine de 1,6. Mais, dans les deux cas, cet exposant n a une valeur plus grande aux basses inductions. On sait en effet que, dans le cas du fer, l'hystérésis s'annule avant le maximum d'induction; autrement dit, on a, pour des inductions suffisamment faibles, une aimantation cyclique sans hystérésis. Il en résulte que l'exposant n ne peut avoir la même valeur 1,6 pour ces basses inductions, mais qu'en réalité il doit croître quand l'induction maximum décroît.

Les courbes obtenues dans l'étude actuelle montrent qu'il en est de même pour ce cobalt, c'est-à-dire que, pour de très basses inductions, l'exposant hystérétique atteint, ici aussi, des valeurs plus élevées que 1,6 et qu'on a des cycles sans hystérésis.

A titre de comparaison, les auteurs ont aussi opéré sur un anneau de fer fondu et ont trouvé, pour son exposant hystérétique, le nombre 1,97 très supérieur à l'exposant 1,6 du cobalt fondu. Ainsi, pour ce fer fondu, l'exposant correspondant à des inductions modérées et élevées se rapprocherait de celui du fer travaillé, du nickel et du cobalt, correspondant à de très basses inductions.

En résumé, la courbe d'aimantation du cobalt fondu ressemble à celle du fer fondu, mais l'exposant hystérétique de ce cobalt est semblable à celui du fer doux travaillé en anneau. Quant aux valeurs absolues de l'hystérésis, pour des valeurs données de l'induction maximum, elles sont beaucoup plus grandes pour ce cobalt que pour le fer fondu.

H. Bagard.

J. TROWBRIDGE et J.-C. HOWE. — Explosive effect of electrical discharges (Effet explosif des décharges électriques). — P. 279-286.

Le fait le plus saillant qui résulte de ce travail est que la dilatation observée dans le thermomètre électrique (thermomètre de Riess) ne serait pas due à une action calorifique, comme on l'a admis jusqu'ici, mais à une action électrostatique consistant dans l'ionisation de l'air, dans l'appareil traversé par la décharge électrique.

C'est en produisant des décharges sous des tensions très élevées que les auteurs ont pu arriver à cette conclusion inattendue. Ils avaient à leur disposition deux machines rhéostatiques de Planté (1), reliées à une batterie de 10.000 éléments et pouvant fournir des voltages variant de 20.000 à 3 millions de volts, et des étincelles ayant jusqu'à 2 mètres de longueur, et pour mesurer ces hauts voltages ils ont eu recours au thermomètre électrique. Ils firent d'abord passer la décharge à travers un fil très fin contenu dans le thermomètre; à chaque décharge, l'index éprouvait un écart brusque et revenait sensiblement au zéro, tout en montrant un lent déplacement dû à l'élévation de la température. En même temps, on constatait l'existence d'un champ électrostatique très puissant dans le tube ; en tendant le fil fin sur une pellicule photographique, on obtenait, en effet, sur celle-ci, avec une décharge unique, d'abord plusieurs lignes noires parallèles produites par les vibrations du fil, puis des figures arborescentes manifestant l'existence du champ électrostatique.

Persuadés que la chaleur ne jouait qu'un rôle secondaire dans le phénomène, MM. Trowbridge et Howe ont alors fait passer les décharges dans le tube sous la forme d'étincelles dont ils firent varier la longueur jusqu'à 80 centimètres. Dans ces conditions, ils constatèrent que l'effet explosif croît proportionnellement à la longueur de l'étincelle jusqu'à ce que celle-ci atteigne 50 centimètres; à partir de cette distance explosive, l'effet explosif diminue en même temps qu'on observe une augmentation des autres effets sensibles du champ électrostatique dans le voisinage de la décharge; pour une tension de 3 millions de volts, on tire des étincelles des objets environnants, et des plaques photographiques placées à 15 ou 20 centi-

(1) Cet appareil et ses propriétés ont été l'objet de deux articles de M. Planté dans ce *Journal* (1re série, t. VII, p. 20 et 298; 1878).

mètres des bornes montrent des figures arborescentes au développement.

MM. Trowbridge et Howe mesurèrent ensuite les distances explosives obtenues dans le circuit secondaire d'un transformateur dont le primaire comprenait la machine Planté.

La discussion de résultats obtenus dans ces expériences conduit les auteurs à cette conclusion que, dans ce circuit primaire, il y a shuntage du courant à travers l'air, devenant assez bon conducteur sous ces hautes tensions, et que l'effet explosif n'est pas dû à la chaleur développée par le courant. H. BAGARD.

ROSE INNES. — On the Ratio of the specific heats of Air (Sur le rapport des chaleurs spécifiques de l'air). — P. 287.

Dans l'article de M. Love sur *The Joule-Thomson Effect*, etc. (1), M. Rose Innes, ne trouvant pas justifiée une approximation faite par M. Love, arrive à la valeur de :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right) = p\left[\frac{\theta}{\pi v}\left(Jk_v + R\right) + \frac{b}{v} - \frac{a}{RTv}\right],$$

différente de celle donnée par M. Love.

PERREAU.

TSURUTA. — On the Alleged Sign of « Specific Heat of Saturated Ether Vapour » (Sur le signe de la chaleur spécifique de la vapeur d'éther saturée). — P. 288.

Clausius a calculé la valeur de cette chaleur spécifique d'après la formule :

$$h = \frac{d\lambda}{dT} - \frac{\lambda}{T} + H,$$

en supposant $H = C_p$ (H est la chaleur spécifique du *liquide saturé*), et C_p fonction seulement de la température. Les valeurs de la chaleur λ de vaporisation et de la chaleur spécifique C_p étaient celles données par Regnault.

L'auteur montre, par des considérations thermodynamiques et les résultats expérimentaux de Ramsay et Young sur les propriétés thermiques de l'éther, d'une part, de Grimaldi sur la compression de

(1) *Phil. Mag.*, juillet 1899 ; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 618.

l'éther, d'autre part, que les hypothèses $H = C_p$, $C_p = F(t)$ sont justifiées.

Les résultats de Ramsay et Young, de Battelli sur la chaleur de vaporisation, joints à ceux de Regnault sur C_p, lui donnent ensuite pour h deux formules qui ne conduisent pas aux valeurs trouvées par Clausius, ayant même un signe contraire.

PERREAU.

MICHELL. — Elastic Stability of Long Beams under Transverse Forces (Stabilité élastique de longues poutres sous l'action de forces transversales). — P. 298.

Un barreau plat et mince de matière élastique soumis à une force de flexion dirigée dans son plan ne garde pas la forme plane, par suite d'un déplacement latéral et d'une torsion, plutôt à cause d'un manque de rigidité de torsion que de flexion. L'étude mathématique conduit à une formule donnant la charge critique. On l'a vérifiée par des expériences. Un long barreau est soumis à une force croissante, la charge critique est celle qui amène le barreau en contact avec des taquets placés à 1 centimètre de distance. Ce barreau était une règle à araser en acier de Chestermann (130 centimètres de long, $4^{cm},367$ de largeur moyenne et $0^{cm},2591$ d'épaisseur moyenne). La portion essayée avait 110 centimètres de long.

PERREAU.

T. LXVIII; octobre 1899.

Lord RAYLEIGH. — Investigations in Capillarity : The Size of drops. — The liberation of gaz from supersatured solutions. — Colliding jets. — The tension of contaminated water-surfaces (Recherches de capillarité : Grandeur des gouttes. — Mise en liberté de gaz par les solutions sursaturées. — Collision de jets. — Tension des surfaces d'eau souillées). — P. 321-337.

Grandeur des gouttes. — On peut calculer *a priori* le poids d'une goutte fournie par un tube, en supposant sa formation infiniment lente jusqu'à la phase d'instabilité et en tenant compte de la forme de la surface liquide le long de la ligne d'attache. Mais la solution de ce problème de statique est insuffisante dans la pratique, car le détachement de la goutte est un effet dynamique, pouvant dépendre de diverses circonstances et, en particulier, du calibre du tube.

En supposant que la viscosité soit négligeable et que la masse M

d'une goutte dépende seulement de la densité σ, de la tension superficielle T, de l'accélération de la pesanteur g et du rayon extérieur a du tube, on arrive, par la simple considération des dimensions de ces quantités, à la relation :

$$M = \frac{Ta}{g} F \left(\frac{T}{g\sigma a^2}\right), \quad (1)$$

F désignant une fonction arbitraire, et $\frac{T}{g\sigma a^2}$ devant être une constante. Or la loi de Tate dit que, toutes choses égales d'ailleurs, M est proportionnel à a. Donc, si cette loi est vraie, F est constant.

Lord Rayleigh, dans le but de vérifier l'exactitude de la loi de Tate, a fait avec M. Gordon de nouvelles expériences sur l'eau, en prenant des précautions particulières, notamment contre la présence de corps gras. Il a plus spécialement examiné deux cas extrêmes : 1° le cas où la paroi du tube est mince et les deux diamètres intérieur et extérieur presque égaux ; 2° le cas où le trou est petit par rapport au diamètre extérieur.

Leurs expériences ont porté sur des tubes de verre et sur des tubes métalliques. Elles fournissent les éléments du calcul de F et, par suite, du poids d'une goutte de liquide dont on connaît la densité et la tension superficielle, et elles montrent qu'il suffira, en général, de traiter F comme une constante égale à $\frac{3}{8}$ de sorte que la relation (1) pourra s'écrire :

$$Mg = \frac{3}{8} Ta.$$

Mise en liberté de gaz par les solutions sursaturées. — On a émis des opinions très différentes sur la formation des bulles sur les parois d'un vase contenant une solution sursaturée ou un liquide surchauffé. D'après M. Gernez, il y a toujours un noyau gazeux, et l'activité des corps solides plongés dans le liquide est due à la présence d'une pellicule d'air à la surface. Tomlinson, de son côté, attribue l'activité à la présence d'un corps gras à la surface du corps solide.

Comme la pellicule d'air, invoquée dans la première explication, doit provenir du contact plus ou moins prolongé du solide avec l'air, Lord Rayleigh a recherché jusqu'à quel point un tel contact suffit à restaurer son activité à un corps solide qui l'a perdue par échauffement, par exemple. Il a constaté que sept années de contact avec

l'air ne suffisaient pas à rendre son activité à la surface du verre. Des fils de fer, après avoir été chauffés et scellés dans des tubes de verre, se montrent d'abord inactifs, puis redeviennent actifs après une exposition à l'air pendant un jour ou deux.

Lord Rayleigh se range à l'avis de Tomlinson en pensant que l'activité d'une surface non poreuse peut être attribuée à un défaut d'adhésion, dû à la présence d'une mince pellicule de graisse, et il s'explique ainsi l'adhérence quelquefois très longue d'une bulle visible à la paroi ; dès que la bulle est entièrement entourée de liquide, elle s'élève, et on peut se demander comment une pellicule d'air s'opposerait à la pénétration du liquide entre la bulle et le solide.

Collision de jets. — Quand l'eau est propre et n'est pas soumise à une action électrique, la collision de deux jets est suivie d'un rebondissement, et ils restent isolés électriquement. Si l'eau contient du lait ou du savon, ou si les jets sont soumis à une influence électrique, la collision est suivie immédiatement de la réunion des jets. Une force électro-motrice de 1 volt suffit, d'ailleurs, à déterminer l'union.

L'action de l'électricité pourrait être attribuée, d'abord, à une décharge à travers l'isolant interposé, mais il semble cependant qu'il faudrait quelques centaines de volts pour faire jaillir une étincelle; on peut penser aussi que c'est un effet de l'augmentation de pression produite par les charges électriques sur les surfaces opposées. Lord Rayleigh se rallie à cette dernière opinion, pensant que si, d'une part, l'air s'oppose, par suite de sa viscosité, à un rapprochement allant jusqu'au contact, d'autre part, les attractions électriques qui s'exercent entre les deux masses doivent déterminer un rapprochement plus considérable aux points où la distance est la plus faible et que l'union peut être alors réalisée en ces points, grâce à des poussières superficielles. Quant au rôle particulier que joue le savon, lord Rayleigh émet cette idée que, au moment même de la collision, du savon en excès dans la masse liquide peut venir souiller la surface et provoquer, par son extension rapide, un mouvement du liquide susceptible d'accélérer le déplacement de l'air interposé entre les deux jets.

Enfin lord Rayleigh a constaté, comme on devait s'y attendre, que les gaz plus solubles dans l'eau que l'air déterminent l'union des jets; l'hydrogène a présenté lui-même, dans quelques cas, cette propriété qu'on peut alors expliquer par sa faible viscosité.

Tension des surfaces d'eau souillées. — Dans un travail sur la tension des surfaces d'eau légèrement souillées ([1]), miss Pockels est arrivée à cette conclusion qu'une telle surface peut présenter deux états absolument différents : l'état normal, dans lequel on ne change pas la tension en modifiant l'étendue de la surface, de façon à altérer la densité superficielle de la souillure, et l'état anormal, dans lequel la tension est altérée par ce fait. Lord Rayleigh décrit des expériences qui confirment ces conclusions.

Une mince couche d'huile est limitée à la surface de l'eau par des bandes de verre qu'on déplace pour modifier l'épaisseur de cette couche. La tension superficielle est mesurée par la méthode de Wilhelmy, qui consiste à maintenir l'équilibre d'une lame mince et verticale plongeant dans le liquide et suspendue au fléau d'une balance. Les courbes représentant la variation de la tension superficielle avec la densité superficielle de diverses huiles ([2]) montrent nettement qu'au-dessus d'une certaine densité la tension diminue très lentement. Lord Rayleigh a reconnu que la cessation des mouvements du camphre déposé à la surface correspond à la région de ces courbes qui précède immédiatement cette chute très lente de la tension. L'épaisseur de la pellicule d'huile d'olive, correspondant à cette chute lente de la tension, serait d'environ 1,0 . $\mu\mu$; Lord Rayleigh pense que la couche d'huile ne contient alors qu'une molécule dans son épaisseur et que, par conséquent, le diamètre de cette molécule d'huile serait d'environ 1,0 . $\mu\mu$. H. Bagard.

R.-B. OWENS. — Thorium Radiation (Radiation du thorium). — P. 360-387.

Les radiations du thorium et de ses composés ont été découvertes par Schmidt ([3]), qui leur a reconnu les caractères généraux des radiations de l'uranium : elles traversent des épaisseurs considérables de métaux, agissent sur la plaque photographique, ionisent le gaz dans le voisinage de la substance active.

M. Owens a étudié comme sources de radiations l'oxyde, le sulfate et le nitrate de thorium; il a employé la méthode de Rutherford ([4]) pour mesurer l'intensité des radiations.

Une couche de la substance active est étendue uniformément sur

---

([1]) Miss Pockels, *Nature*, XLIII, p. 437; 1891.
([2]) Voir ces courbes, p. 334 du Mémoire.
([3]) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VII, p. 549; 1898.
([4]) Voir p. 299 de ce volume.

une lame de platine, reposant sur un plateau de laiton A qu'on charge à un potentiel déterminé en le reliant à l'un des pôles d'une pile dont l'autre pôle est relié au sol. Au-dessus du plateau A, se trouve un second plateau B de laiton, parallèle au premier et relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est reliée au sol. A et B sont enfermés dans une boîte métallique. La vitesse du mouvement de l'aiguille de l'électromètre mesure le courant à travers le gaz séparant les deux plateaux. La charge graduelle du plateau supérieur est due au mouvement communiqué par la force électro-motrice appliquée aux ions produits dans le gaz par les radiations qu'il absorbe.

M. Owens a étudié l'effet d'un courant d'air établi entre les deux plateaux, l'effet des poussières, de l'humidité, etc. Quand on fait passer de l'air à travers l'appareil, avec une vitesse considérable, on voit le courant de conduction tomber, par exemple, à 33 0/0 de sa valeur primitive dans l'air au repos. L'air humide et l'air sec se conduisent de la même façon.

En recouvrant une couche d'oxyde de feuilles de papier ou de feuilles minces d'aluminium, on réduit de plus en plus l'effet du courant d'air à mesure que l'épaisseur de la couche protectrice est plus grande ; en couvrant la substance active d'une enveloppe de mica, le courant de conduction est considérablement diminué, mais reste le même, que l'air soit au repos ou en mouvement.

Il ne suffit pas, d'ailleurs, que l'air soit agité dans la boîte pour qu'on observe une diminution du courant ; il faut qu'il soit entraîné au dehors ; enfin l'effet dépend de l'épaisseur de la couche radiante et de la nature du composé employé.

En ce qui concerne l'influence du voltage établi entre les deux plateaux, M. Owens a constaté que le courant de conduction est indépendant du signe du plateau inférieur. Les courbes représentant la relation entre le courant et la force électro-motrice dans l'air ionisé par les radiations thoriques présentent le même « genou » caractéristique de la saturation que celles qui ont été obtenues avec les radiations uraniques. Pour une pression donnée de l'air, le voltage nécessaire pour dépasser le genou dépend de la distance des plateaux, et, si celle-ci est constante, cette valeur du voltage dépend de la pression du gaz et augmente considérablement avec elle. La forme générale des courbes ne change pas quand la surface active est couverte d'une couche de feuilles d'aluminium.

L'oxyde de thorium donne un courant environ 6 fois plus considérable que le nitrate ou le sulfate, dans les mêmes conditions.

En recouvrant la substance active d'un nombre croissant de feuilles d'aluminium, M. Owens a reconnu que les radiations sont d'une nature complexe et consistent en une espèce promptement absorbable, qui prédomine en quantité, et une espèce plus pénétrante, en quantité relativement faible. L'espèce la plus absorbable semble homogène, autant que l'indiquent ces phénomènes d'absorption, tandis que l'espèce plus pénétrante paraît elle-même complexe.

Pour le sulfate et le nitrate de thorium, la proportion de la radiation plus pénétrante dans la totalité est plus faible que pour l'oxyde.

Comme pour les rayons Röntgen, on observe ici une absorption sélective par le papier et l'aluminium.

Une couche épaisse d'oxyde étant protégée par une couche de feuilles d'aluminium, si l'on vient à remplir la boîte de fumée de tabac, on voit le courant tomber au quart de sa valeur primitive. Il semble que les ions, dans leur mouvement entre les plateaux, aient cédé leurs charges aux particules de fumée qu'ils ont rencontrées.

Enfin M. Owens a constaté que le courant croît avec la pression de l'air jusqu'à une pression d'environ 300 millimètres, atteint un maximum à une pression d'environ 600 millimètres et diminue ensuite graduellement. Quand on diminue progressivement la distance entre les plateaux, il faut une pression de plus en plus grande pour atteindre le maximum du courant.

Quant à l'absorption par l'air, elle varie très sensiblement comme la pression.

H. Bagard.

VINCENT.— On the Photography of Ripples (Photographie de rides). — P. 338.

Continuation des expériences publiées dans *Ph. Mag.* (juin 1897, février 1898, septembre 1898) (1).

La vitesse des rides qui se propagent à la surface d'un liquide dépendant de sa profondeur, on peut obtenir des phénomènes de réfraction de ces rides, en plaçant dans un vase contenant un liquide

(1) *J. de Phys.*, 3e série, VII, 381 ; VIII, 115.

des plaques de forme appropriée ne laissant subsister qu'une couche très mince de liquide.

Le liquide était de l'eau placée dans un vase à fond plat formé d'une plaque de verre. Les obstacles en verre laissaient une couche de liquide de $\frac{1}{5}$ de millimètre environ.

Les vides étaient produits à la manière ordinaire.

On photographiait la surface du liquide comme d'ordinaire, mais en l'éclairant normalement par transparence au moyen d'une étincelle éclairant une fente placée au foyer d'une lentille.

Une seconde lentille concentrait les rayons sur l'objectif de l'appareil photographique.

L'auteur donne huit photographies illustrant divers phénomènes de réfraction. PERREAU.

BRACE. — On Achromatic Polarisation and Differential Double Refraction (De la polarisation achromatique et de la double réfraction différentielle). — P. 345.

On place entre deux nicols croisés ou parallèles une lame cristalline dont les axes forment un angle de 45° avec le plan de polarisation de la lumière incidente. Analysée à la sortie par la méthode Fizeau-Foucault, la lumière donne un spectre cannelé.

Soit :

$$N = d\,\frac{\varepsilon - \omega}{\lambda}$$

l'ordre de la frange de longueur d'onde λ; d = épaisseur de la lame; ε, ω = indices des deux rayons ordinaire et extraordinaire : en diminuant l'épaisseur de la lame jusqu'à d_1, il passe en λ un nombre m de franges.

D'autre part, le nombre de franges comprises entre les longueurs d'onde λ et λ' dans les deux spectres cannelés du début et de la fin a passé de la valeur np à la valeur p.

L'auteur établit la formule

$$(1) \qquad N = \frac{nm}{n-1} \text{ (1)}.$$

---

(1) On peut arriver à la formule $N = \frac{nm}{n-1}$ plus rapidement que l'auteur.

Pour l'épaisseur d on a :

$$N = d\,\frac{\varepsilon - \omega}{\lambda}, \qquad N' = d\,\frac{\varepsilon' - \omega'}{\lambda'},$$

Il compare ensuite la double réfraction de divers cristaux de la manière suivante : Taillés en forme de prisme d'angle faible, montés comme un compensateur de Babinet, placés chacun devant une fente étroite, ils sont traversés par deux faisceaux lumineux rectangulaires. Un prisme à réflexion totale renvoie l'un d'eux dans la direction de l'autre, de sorte qu'on a dans la lunette deux spectres cannelés placés l'un au-dessus de l'autre. On fait alors varier les épaisseurs des lames de manière à voir s'il est possible de superposer les franges dans les deux spectres et quel est l'ordre des épaisseurs traversées quand cela a lieu.

Le quartz droit et le quartz gauche donnent des retards identiques.

On n'arrive pas à une bonne coïncidence avec la sélénite et le quartz.

On arrive à une superposition acceptable avec un mica d'ordre 9 et un quartz d'ordre 8, avec un spath d'ordre 24 et un quartz d'ordre 25.

On a aussi fait cette comparaison des doubles réfractions, en superposant deux plaques cristallines : si on arrive en effet à superposer deux plaques équivalentes pour tous les λ donnant des retards de signes contraires, on aura un retard nul pour tous les λ, un achromatisme parfait. Pour cela, chaque plaque était composée de deux prismes superposés d'angle différent et croisés de manière à pouvoir faire varier l'ordre depuis 0.

On peut utiliser ces résultats pour faire des lames $\frac{1}{4}$ d'ondes plus achromatiques que les micas. L'auteur y est arrivé en superposant à

$N - N' = np$ = nombre de franges dans le spectre cannelé entre λ et λ'.
Pour l'épaisseur d_1 on a :

$$N_1 = d_1 \frac{\varepsilon - \omega}{\lambda}, \qquad N_1' = d_1 \frac{\varepsilon' - \omega'}{\lambda'}.$$

$N_1 - N_1' = p$ = nombre de franges dans le deuxième spectre cannelé entre λ et λ'.

On voit facilement que

$$\frac{N}{N_1} = \frac{N'}{N_1'} = \frac{N - N'}{N_1' - N_1}, \qquad \frac{N}{N_1} = \frac{np}{p} = n.$$

D'autre part, comme il a passé m franges en λ quand l'épaisseur a varié de d à d_1, on a :

$$N = N_1 + m.$$

Par suite

$$N = \frac{nm}{n-1}.$$

un mica d'ordre 2 une plaque de sélénite amincie ensuite jusqu'à obtenir la lame $\frac{1}{4}$ d'onde.

Examinée en lumière divergente avec les nicols croisés ou parallèles, les lignes isochromatiques ne sont pas colorées au centre, et la ligne neutre hyperbolique devient rose quand les axes optiques ne sont pas parallèles ou perpendiculaires au polariseur.

PERREAU.

ERRATA.

333, ligne 16 :

Au lieu de : formant, *lire :* forment.

lignes 18 et 19 :

Au lieu de : $1^{\mu\mu},5$, *lire :* $0^{\mu\mu},15$.

Au lieu de : $1^{\mu\mu},1$, *lire :* $0^{\mu\mu},11$.

Au lieu de : $0^{\mu\mu},8$, *lire :* $0^{\mu\mu},08$.

Au lieu de : $0^{\mu\mu},5$, *lire :* $0^{\mu\mu},05$.

gnes 20 et 21 :

Au lieu de : 1,1 à 2,7 millièmes de micron, *lire :* de $0^{\mu\mu},01$ à $0^{\mu\mu},27$.

Page 334, ligne 7 à partir du bas :

Au lieu de : agrandie quatre fois, *lire :* agrandie quatorze fois.

Page 522, ligne 22 :

Au lieu de : suivante, *lire :* normale.

Page 528, ligne 21 :

Au lieu de : 0,000674, *lire :* 0,00674.

Page 529, ligne 2 :

Au lieu de : mêmes, *lire :* erreurs de.

Page 529, ligne 6 :

Au lieu de : $0^{mm},8$, *lire :* $0^{mm},08$.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES VII ET VIII

DE LA 3e SÉRIE (1).

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume; le second désigne la page.

(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III; la Table des Tomes IV, V et VI est à la fin du Tome VI.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES VII ET VIII DE LA 3e SÉRIE (1).

Généralités. Mécanique et Pesanteur.

Actions moléculaires. Phénomènes physico-chimiques.

(1) La Table des Tomes IV, V et VI est à la fin du Tome VI.

l'influence des oscillations électriques, VIII, 279. — Pour les *équilibres*, voir aussi : Thermodynamique.

Acoustique.

Weiss (*G.*). Analyseur harmonique, VII, 141. — *Michelson* et *Strutton*, *Id.*, VII, 240. — *Leconte*. *Id.*, VII, 763. — *Levi-Civita*. Equation de propagation, VII, 247. — *Dosting*. Expériences de vibration, VIII, 34. — *Ketteler*. Pendule dans l'air, excitateur et résonateur, VIII, 512. — *Rayleigh*. Systèmes isopériodiques, VIII, 231 ; Vibration la plus grave d'un système, VIII, 509. — *Wilkowski*. Vitesse du son dans l'air comprimé, VIII, 377. — *Kasterin*. Dispersion dans un milieu non homogène, VIII, 34. — *Wood*. Photographie d'ondes sonores, VII, 627. — *Bongiovanni*. Vitesse de propagation de vibrations circulaires, VII, 746. — *Kinsley*. Mesure de la fréquence d'un courant alternatif, VII, 482. — *Duff*. Absorption du son et constante de refroidissement de l'air, VII, 446. — *Rayleigh*. Refroidissement de l'air par radiation et conduction, et propagation du son, VIII, 351. — *Cauro*. Intensité des ondes sonores, VIII, 413, 483. — *Quincke*. Thermomètre acoustique, VII, 315. — *Nichols* et *Merritt*. Flammes manométriques, VII, 765. — *Appun*. Hauteur des sons aigus, VII, 375 ; VIII, 240. — *Stumpf*. *Id.*, VIII, 512. — *Stumpf* et *Meyer*. *Id.*, VII, 684. — *Schultze*. *Id.*, VIII, 512, 642. — *Melde*. *Id.*, VII, 684 ; VIII, 396 ; Excitation d'ondes stationnaires par des décharges, VII, 354. — *Laird*. Vibration d'un fil dans un liquide, VII, 766. — *Klinkert*. Cordes excitées électriquement, VII, 784. — *Thompson*. Fil vibrant, VIII, 684. — *Zeissig*. Vibrations transversales d'une plaque, VII, 374. — *Melde*. Plaques vibrantes et diapasons, VIII, 136. — *Cauro*. Vibration des plaques téléphoniques, VIII, 485. — *Zenneck*. Plaques vibrantes circulaires, VIII, 48, 238. — *Marage*. Cornets acoustiques, VII, 131 ; Voyelles (flammes manométriques), VII, 449. — *D'Alfonso*. Sensations vibratoires, VIII, 613. — *Leppin*. Ondes de diverse nature et cohéreur de Branly, VII, 787.

Chaleur.

Thermométrie, Dilatations, Poids spécifiques. — *Chree*. Thermométrie, VII, 428, 479. — *Marchis*. Déformations permanentes du verre, VII, 573 ; VIII, 193. — *Day*. Thermomètres de Rowland et équivalent mécanique, VII, 766. — *Waidner* et *Mallory*. *Id.*, VIII, 614. — *Dufour* (*Ch.*). Température de l'air, VII, 349. — *Holborn* et *Day*. Thermomètre à air, VIII, 637. — *Quincke*. Thermomètre acoustique, VII, 315. — *Dickson*. Température platine, VII, 167, 692. — *Callendar*. *Id.*, VIII, 345. — *Stansfield*. Pyrométrie thermo-électrique, VII, 778. — *Berkenbusch*. *Id.* Température des flammes, VIII, 391. — *Schœntjes*. Pyromètre portatif, VIII, 445. — *Berthelot* (*D.*). — Thermométrie interférentiel, VIII, 673. — *Hoffmann*. Coefficients de dilatation de l'air à pression constante et à volume constant, VIII, 50. — *Vandevyver*. Dilatation linéaire, VII, 409. — *Leduc*. Dilatations des gaz à diverses températures, VII, 5, 189. — *Guillaume*. Aciers au nickel, VII, 262 ; VIII, 94, 553. — *Svedelius*. Changements anormaux dans la longueur du fer et de l'acier durant le recuit, VIII, 109. — *Houllevigue*. Ferro-nickels, VIII, 89. — *Lundal*. Propriétés physiques du caoutchouc, VIII, 133. — *Chappuis*. Eau entre 0° et 40°, VII, 341. — *Moretto*. Maximum de densité de solutions aqueuses d'alcool méthylique, VII, 565. — *De Coppet*. *Id.* (Solutions de $BaCl^2$), VII, 734. — *Nichols*. Densité de la glace et coefficient de dilatation, VIII, 681. — *Stark*. Noir de fumée, VII, 54. — *Ramsay* et *Travers*. Krypton : densité, VII, 393. — *Schlœsing*. Gaz, VIII, 669. — *Sandrucci*. Aréomètre, effet capillaire, VII, 564.

Optique.

-VIII, 188; Orientation de la fente, VIII, 229. — *Hamy*. Lampe à cadmium pour interférences à grandes différences de marche, VII, 727. — *Benoît*. Déterminations métrologiques, VII, 57. — *Michelson*. Spectroscope à échelons, VIII, 305. — *Fabry* et *Pérot*. Mesures des petites épaisseurs, VII, 230; Lames-étalons, VII, 231; Electromètre absolu, VII, 317; Voltmètre électrostatique, VII, 650; Spectroscopie interférentielle, VIII, 667. — *Barus*. Inductomètre interférentiel, VII, 630. — *Berthelot* (*D.*). Mesure des températures, VIII, 673. — *Neuhauss*. Preuve de l'existence des lamelles de Zenker dans la photographie des couleurs, VII, 544. — *Wiener*. Franges dans le développement d'une plaque daguerrienne, VIII, 516. — *Scholl*. *Id.*, *id.* *Porter*. Méthode pour voir les anneaux de Newton, VIII, 113. — *Corbino*. Battements lumineux, VIII, 436. — *Fabry*. Franges des lames mixtes, VIII, 595. — *Johonnot*. Epaisseur de la tache noire dans les pellicules liquides, VIII, 505. — *Sagnac*. Diffraction à l'infini, VII, 28. — *Wood*. Télescopes à diffraction, VII, 690. — *Nagaoka*. Diffraction pour une source d'étendue finie, VII, 234. — *Filon*. Franges de diffraction appliquées aux observations micrométriques, VIII, 504. — *Wood*. Réseau de diffraction et photographie des couleurs, VIII, 697. — *Rayleigh*. Bleu du ciel, VIII, 698. — *Bock*. Jet bleu de vapeur, VIII, 630. — *Spring*. Rôle des composés ferriques et des matières humiques dans la coloration des eaux, VIII, 445. — *Stark*. Noir de fumée, VII, 54; Anneaux de Newton dans un milieu trouble, VII, 55. — *Macé de Lépinay*. Franges des caustiques : arc-en-ciel, VII, 209. — *Berthelot*. Arc-en-ciel exceptionnel, VII, 230. — *Marucci*. Arc-en-ciel, VII, 252, 566. — *Gouy*. Réflexion sur une surface longue et étroite, VII, 731. — *Rubens* et *Nichols*. Rayons de grande longueur d'onde, VIII, 215.

Polarisation, Biréfringence, Optique cristalline, Polychroïsme, Réflexion et Réfraction. — *Dongier*, *G. Friedel*. Mesure de la biréfringence, VII, 233. — *Vincent*. Propagation dans les biaxes, VII, 42. — *Brace*. Double réfraction différentielle, VIII, 712. — *Almy*. Double réfraction d'un liquide, VII, 170. — *Cotton*. Polariseurs circulaires, VII, 81. — *Ethers*. Absorption cristalline, VII, 92. — *Agafonoff*. *Id.*, VII, 729. — *Salvador Bloch*. Absorption métallique, VII, 69. — *Lémeray*. Réflexion et réfraction vitreuse, VII, 184. — *Lafay*. Abaques pour la réflexion vitrée, VIII, 96. — *Soret*. Influence des vagues sur la lumière réfléchie, VII, 352. — *Voigt*. Lumière pénétrant dans le second milieu dans la réflexion totale, VIII, 225, 514. — *Ketteler*. Réflexion totale et réflexion métallique, VIII, 454. — *Wallbott*. Changement de phase dans la réflexion sur le mercure, VIII, 574. — *Pfluger*. Réflexion métallique (cyanine), VIII, 104; Formules de Ketteler-Helmholtz (dispersion anomale), VIII, 104. — *Drude*. Constantes optiques du sodium, VII, 363. — *Kath*. Changement de phase par réflexion métallique, VII, 54. — *Klaassen*. *Id.*, VII, 43. — *Stark*. Noir de fumée, VII, 54. — *Bruère*. Réflexion sur le caoutchouc durci, VII, 447. — *Breithaupt*. Or et platine déposés au feu, VIII, 510.

Polarisation rotatoire. — *Dongier*. Contrôle d'un quartz perpendiculaire, VII, 637; Pouvoir rotatoire du quartz dans l'infra-rouge, VII, 637. — *Gumlich*. Dispersion rotatoire du quartz, VII, 372. — *Guye* et *Guerchgorine*. Pouvoir rotatoire et isomérie, VII, 347. — *Guerchgorine*, *Guye* et *Aston*. *Id.*, Pouvoir rotatoire et température, VII, 721, 722, 739. — *Pottevin*. Pouvoir rotatoire moléculaire d'un corps dissous, VIII, 373. — *Wendell*. Dispersion rotatoire de l'acide acétique et de l'essence de térébenthine, VIII, 179. — *Berthelot*. Corps polymérisés, VII, 739.

Entraînement de l'éther, Relations entre l'éther et la matière. — *Sutherland*. Mouvement relatif de la terre et de l'éther, VII, 236. — *Lodge*. *Id.*, VIII, 118. — *Wien*. Mouvement de translation de l'éther, VII, 685. — *Lodge*. Vitesse absolue et fonction mécanique de l'éther, VIII, 185. — *Mie*. Mouvements possibles dans l'éther, VIII, 514.

ETUDE DES RADIATIONS, ÉMISSION ET ABSORPTION, CHALEUR RAYONNANTE; PHOTOGRAPHIE, PHOTOCHIMIE. — *Kelvin.* Théorie ondulatoire des ondes de condensation dans les gaz, des ondes de distorsion dans les solides, des ondes électriques, chaleur rayonnante, etc., VIII, 190; Théorie dynamique de Sellmeier et lignes noires de la vapeur de sodium, VIII, 350. — *Garbasso.* Forme de la perturbation dans un rayon solaire, VII, 252, 346. — *Wesendonck.* Thermodynamique de la luminescence, VII, 179. — *Wiedemann. Id.*, VIII, 181. — *Voigt.* Proportionnalité des pouvoirs émissif et absorbant, VIII, 286; Elargissement et renversement des raies, VIII, 580. — *Wanner. Id.*, VIII, 515. — *Terechine.* Température et radiation, VII, 672. — *Kurlbaum.* Rayonnement d'un corps noir entre 0° et 100°, VII, 778; Emission et absorption du noir de platine, VIII, 452. — *Lummer* et *Prinsgheim. Id.*. entre 100° et 1300°, VII, 244. — *Angstrom.* Pyrhéliomètre électrique, VIII, 389. — *Dufour.* Mesure de la température de l'air par un thermomètre non équilibré, VII, 348. — *Rayleigh.* Pression de radiation, VII, 691. — *Uljanin.* Loi de Lambert et polarisation par émission oblique, VII, 116. — *Kolacek. Id.*, VII, 375. — *Leppin.* Ondes de diverses natures et cohéreur de Branly, VII, 787. — *Lecoq de Boisbaudran.* Spectres, VII, 731. — *Scheiner.* Spectre de l'hydrogène dans les nébuleuses, VII, 533. — *Hartley.* Oxyde de carbone, VII, 625. — *De Gramont.* Spectres du carbone, VII. 736; de métalloïdes et de métaux, VII, 186; de métalloïdes dans les sels fondus (silicium), VII, 721. — *Foley.* Arc, VII, 164. — *Etard.* Chlorophylles, VII, 232. — *Ramsay* et *Travers.* Krypton, VII, 393. — *Konen.* Iode, VII, 552. — *Wilde.* Nouvelles lignes de l'oxygène et du thallium, VII, 733. — *Kalähne.* Spectres d'éléments dans les tubes de Geissler, VII, 784. — *Hutton.* Spectres de lignes des composés d'hydrogène, VIII, 198. — *Ferry.* Spectres de mélanges de gaz raréfiés, VIII, 343. — *Hamy.* Appareil pour séparer des radiations voisines, VII, 728; Spectre du cadmium, VIII, 671. — *Berthelot.* Application de l'analyse spectrale à la reconnaissance des gaz, VII, 725. — *Hemsaleck.* Spectres de décharges oscillantes, VIII, 652. — *Rubens* et *Nichols.* Radiations de grande longueur d'onde, VII, 161. — *Rubens* et *Aschkinass.* Transparence de quelques liquides par des rayons de grande longueur d'onde, VII, 438; Absorption et émission de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique dans l'infra-rouge, VII, 437; Rayons du sel gemme et de la sylvine, VII, 550; Isolement de rayons calorifiques de grandes longueurs d'onde par des prismes en quartz, VIII, 292. — *Deussen.* Absorption des sels d'uranyle, VIII, 178. — *Le Bon*, *Perrigot* et *Becquerel.* Lumière noire; transparence de l'ébonite (pour l'infra-rouge), VII, 728. — *Bianchi.* Pouvoir diathermane de l'ébonite, VIII, 694. — *Wiedeburg.* Radiation calorifique, VIII, 42. — *Crova* et *Compan.* Pouvoir absorbant du noir de fumée, VIII, 677. — *Trowbridge.* Dispersion de la sylvine et pouvoir réflecteur des métaux, VII, 680. — *Carvallo.* Dispersion infra-rouge du spath et du quartz, VIII, 677. — *Abramczyk.* Emission du sel gemme, VII, 486. — *Rosenthal.* Absorption, émission et réflexion de l'infra-rouge par le verre, le mica et le quartz, VIII, 635. — *Huggins.* Lignes H et K du spectre du calcium, VII, 532. — *Thiele.* Loi des séries spectrales, VII, 526. — *Humphreys.* Changement dans la fréquence des ondes des lignes des spectres d'émission, VII, 527. — *Lockyer*, *Schuster*, *M. Clean.* Chimie des étoiles, spectres, VII, 622. — *Lockyer.* Raies rehaussées, VIII, 61. — *Ferry.* Variation d'éclat des spectres avec la pression et le courant, VII, 762 — *Drude.* Dispersion électrique anomale, VII, 361. — *Salvador Bloch.* Absorption métallique de la lumière, VII, 69. — *Agafonoff.* Absorption des cristaux dans l'ultra-violet, VII, 232. — *Bayrac* et *Camichel.* Absorption par des dissolutions d'indo-phénol, VII, 186. — *Drude.* Constantes optiques du sodium, VII, 363. — *Brush.* Transmission de la chaleur rayonnante par les gaz à diverses pressions, VII, 237. — *Lussana.* Lois de la chaleur rayonnante (appareil de démonstration), VII, 426. — *Langley.* Bolomètre, VII, 669. — *Duff.* Absorption du son et constante de refroidissement de l'air, VII, 446. — *Gibson.* Action chi-

Électricité.

galvanique, VII, 291. — *Scott*. Capacité de polarisation, VIII, 287. — *Neumann*. *Id*. Electrodes réversibles, VIII, 383. — *Mac Nutt*. Polarisation par des courants très faibles, VIII, 686. — *Warburg*. Electrodes impolarisables et courants alternatifs, VIII, 383. — *Klein*. Dépolarisation d'électrodes de mercure et de platine, VII, 50. — *Gockel*. Electrodes de calomel, VII, 755. — *Richards*. *Id*., VII, 754. — *Salomon*. Courant résiduel avec électrodes polarisées, VII, 755. — *Abegg*. Vitesse de dépolarisation et constantes diélectriques aux basses températures, VII, 48. — *Nernst* et *Scott*. Polarisation de lames métalliques minces, VII, 301. — *Grimaldi* et *Platania*. *Id*., et dépolarisation, VII, 249. — *Braun*. Reconnaître si une couche superficielle conductrice est adhérente, VII, 558. — *V. Lang*. Force électromotrice inverse de l'arc à électrodes d'aluminium, VII, 297. — *Dolezalek*. Théorie chimique de l'accumulateur, VII, 788. — *Graetz*. Transformation de l'alternatif en continu, VII, 52.

Magnétisme. — *Du Bois*. Théorie moderne du magnétisme, VIII, 217. — *Pellat*. Energie du champ magnétique, VII, 702. — *Lehmann*. Vent électrique et magnétique, VII, 306. — *Schürr*. Pôles d'un aimant, VII, 282. — *Chistoni* et *Vecchi*. Aimants permanents, VII, 248. — *Ascoli*. Aimants Jamin, VII, 664 ; Facteur démagnétisant dans les faisceaux de fil et dans des cylindres de fer, VII, 665. — *Morin*. Longueur des aimants et aimantation, VII, 216. — *Wood*. Aimants flottants, VII, 778. — *Du Bois*. Ecrans magnétiques, VII, 308, 539, 560; nouveaux appareils magnétiques, VIII, 216. — *Maurain*. Ecrans électro-magnétiques, VII, 275. — *Guitton*. *Id*., 448. — *Arons*. *Id*., VII, 680. — *Maurain*. Energie dissipée dans l'aimantation, VII, 461. — *Klemencic*. Retard magnétique, VII, 293. — *Fromme*. Traînage magnétique (viscosité), VII, 541. — *Niethammer*. Hystérésis, VIII, 38. — *Abt*. Magnétisme rémanent (acier, magnétite, etc.), VIII, 44. — *Jäger* et *Meyer*. Magnétisme atomique, VII, 293. — *Duane*. Méthode pour déceler le fer, VII, 120. — *Wilde*. Aimantation limite du fer, VII, 629. — *Franklin* et *Clark*. Aimantation du fer, VIII, 688. — *Webb*. Hystérésis du fer, VIII, 687. — *Gill*. Induction magnétique dans les barreaux de fer droits, VIII, 189. — *Lamb*. Induction dans un long barreau, VIII, 702. — *Pitcher*. Effets de la température et de l'aimantation transversale sur l'aimantation longitudinale de fils de fer, VIII, 503. — *Stefanini*. Pénétration de l'aimantation dans le fer, VII, 747. — *Kirstadter*. Aimantation de tores pleins et creux, VII, 542. — *Peirce*. Induction dans l'acier dur, VIII, 108; Aimants recuits d'acier, VIII, 108. — *Durward*. *Id*., VIII, 108. — *Guillaume*. Aciers au nickel, VII, 262. — *Dumont*. *Id*., VIII, 31. — *Thiesen*. Hystérésis du fer et de l'acier, VIII, 683. — *Fleming*, *Ashton* et *Tomlinson*. Hystérésis du cobalt, VIII, 702. — *Weiss* (*P*.). Aimantation plane de la pyrrhotine, VIII, 542. — *Abt*. Hématite, VIII, 630. — *Pockels*. Roches basaltiques, VII, 298. — *Folgheraiter*. Inclinaison magnétique dans l'antiquité, VIII, 660. — *Seckelson*. Susceptibilité de métaux, VIII, 233. — *Wills*. Substances diamagnétiques ou faiblement magnétiques, VII, 616. — *Meyer*. Corps simples, VIII, 569. — *Du Bois*. Susceptibilité de l'eau et des solutions, VII, 540. — *Jäger* et *Meyer*. *Id*. (eau), VIII, 290, 394. — *Kœnigsberger*. *Id*. (liquides et solides), VIII, 131. — *Fleming* et *Dewar*. Oxygène liquide, VII, 662. — *Lutteroth*. Aimantation des cristaux dans les diverses directions, VIII, 177. — *Drude*. Torsion et magnétisme, VII, 310. — *Cantone*. *Id*. (nickel), VII, 609. — *Moreau*. Cycles de torsion magnétique, VIII, 675. — *Bouasse*. *Id*., *id*. — *Fromme*. Influence des trépidations et des décharges sur le magnétisme, VII, 306. — *Rhoads*. Influence du grain sur la dilatation magnétique du fer, VII, 764. — *Pockels*. Intensité maxima des courants de décharge, VII, 563.

Actions diverses du champ magnétique. — *Hurmuzescu*. Modifications mécaniques, physiques et chimiques par l'aimantation, VII, 349. — *Nagaoka* et *Honda*. Magnétostriction, VIII, 113. — *Nagaoka*. Modifications dans un anneau de fer

gnéto-optique dans la réflexion polaire sur le nickel, VIII, 498. — *Zeeman*. Phase dans la réflexion polaire sur le nickel et le cobalt, VIII, 498. — *Corbino*. Relation entre le phénomène de Zeeman et les autres modifications éprouvées par la lumière dans un champ magnétique, VIII, 435.

Théorie électro-magnétique de la lumière. — *Kelvin*. Continuité de la théorie ondulatoire des ondes de condensation et raréfaction dans les gaz, liquides et solides, des ondes de distorsion, des ondes électriques, chaleur rayonnante, etc., VIII, 190. — *Lodge*. Opacité, VIII, 699. — *Eichenwald*. Absorption d'ondes électriques dans les électrolytes, VII, 174. — *Drude*. Dispersion électrique anomale, VII, 361; Théorie des phénomènes magnéto-optiques, VII, 183. — *Wind*. *Id*., VII, 414. — *Goldhammer*. *Id*. (Voir Électro-Optique), VII, 543. — *Trowbridge* et *Burbanc*. Phosphorescence par électrisation, VII, 242. — *Garbasso*. Forme de la perturbation dans un rayon solaire, VII, 252; VII, 346. — *Rosa*. Onde plane électromagnétique, VIII, 687. — *Michelson*. Mouvement relatif de la terre et de l'éther, VII, 633. — *Lodge*. Expérience de Michelson-Mordey, VIII, 118; Vitesse absolue et fonction mécanique de l'éther et pression de radiation, VIII, 185. — *Rayleigh*. Pression de radiation, VII, 691.

Oscillations hertziennes. — *Precht*. Démonstration des expériences de Hertz, VIII, 174. — *Neugschwender*. *Id*., VIII, 290, 562. — *Konig*. Méthodes de recherche pour les vibrations électriques lentes, VIII, 385. — *Ekström*. Etude d'un oscillateur hertzien, VII, 371. — *Drude*. Vibrations de période plus courte que la vibration fondamentale, VII, 350. — *Mazzotto*. Harmoniques des vibrations électriques, VIII, 381. — *M. Abraham*. Vibrations électriques dans un conducteur, VIII, 121; Phase des vibrations hertziennes, VIII, 398. — *Swyngedauw*. Décharge par étincelle et excitateur de Hertz, VII, 351. — *Geitler*. Excitateurs hertziens compliqués, VIII, 172. — *Tœpler*. Observation électroscopique des vibrations du résonateur hertzien, VII, 356. — *Turpain*. Résonateur de Hertz et champ hertzien, VII, 470. — *Décombe*. Résonance multiple, VIII, 450. — *Righi*. Sensibilité de tubes à décharges aux ondes électriques, VII, 668; Nouvel indicateur d'ondes, VII, 746. — *Behrendsen*. Emploi du cohéreur, VIII, 176. — *Aschkinass*. Action des vibrations électriques sur les contacts de conducteurs métalliques, VIII, 399. — *Leppin*. Ondes de diverses natures et cohéreur de Branly, VII, 787. — *Murani*. Ondes stationnaires et cohéreur, VIII, 688. — *Lagergren*. Amortissement des résonnateurs, VII, 370. — *Blondlot*. Coefficients de self-induction de résonateurs, VII, 496. — *Bezold*. Figures de Lichtemberg, VII, 304. — *Agostini*. Action des ondes sur la conductibilité du sélénium, VIII, 689. — *Planck*. Amortissement des oscillations, VII, 359. *Mac Lean*. Vitesse dans l'air, VIII, 620. — *Sommerfeld*. Ondes électriques le long d'un fil, VIII, 283. — *Coolidge*. *Id*., VIII, 386. — *Righi*. Expérience de Lecher, VII, 669. — *Lamotte*. Oscillations électriques d'ordre supérieur, VII, 603. — *Mazzotto*. Système de Lecher avec appendices, VII, 603; Oscillations primaires et secondaires du système de Lecher, VII, 603. — *Barton*. Affaiblissement d'ondes électriques le long d'une ligne de pertes négligeables, VIII, 116. — *Morton*. Propagation le long de fils parallèles, VIII, 350. — *Waitz*. Action d'une fente sur les ondes hertziennes, VIII, 54. — *Branly*. Ecrans hertziens, VIII, 24. — *Hall*. Interféromètre pour ondes électriques, VII, 165. — *Drude*. Longueurs d'ondes électriques et tube à interférences de Quincke, VII, 675. — *Latrille*. Passage des ondes électriques par une fente, VII, 560. — *Gutton*. Passage des ondes d'un conducteur à un autre, VIII, 680. — *Righi*. Ondes secondaires des diélectriques, VII, 90. — *Boccara* et *Gandolfi*. Vitesse dans les diélectriques magnétiques, VIII, 690. — *Eichenwald*. Absorption d'ondes électriques dans les électrolytes, VII, 174. — *Drude*. Absorption par l'eau, VII, 676. — *Cole*. Transmission par des cellules à eau, VIII, 339. — *Erskine*. Conductibilité électrique des électrolytes pour oscillations rapides, VII, 112. — *Graetz* et *Fromm*. Dispersion électrique, VIII, 181. —

Marx. Id., VIII, 121. — *Löwe*. Dispersion électrique d'acides, éthers et verres, VIII, 124. — *Drude*. Dispersion électrique anomale, VII, 361. — *Pasquini*. Biréfringence des cristaux, VII, 747. — *Waitz*. Différence d'attitude des vibrations électriques et magnétiques des ondes hertziennes, VII, 357.— *Hemptinne*. Action chimique des oscillations électriques, VII, 101 ; VIII, 279.

Electrotechnique, Applications diverses. — *Bedell, Klein* et *Thompson*. Epaisseur la plus convenable d'une plaque de transformateur, VIII, 341. — *Spagnuolo*. Courants triphasés en étoile, VII, 749. — *Rossi*. Système de deux enroulements parcourus par des courants sinusoïdaux, VIII, 694. — *Janet*. Température de lampes à incandescence, VIII, 678. — *Herzfeld*. Arc électrique, VII, 110. — *Brown. Id.*, VIII, 338. — *Merritt* et *Stewart*. Vapeurs émises par l'arc, VIII, 335. — *Lang*. Force électromotrice inverse de l'arc à électrodes d'aluminium, VII, 297. — *Arons*. Température aux électrodes de la lampe à arc à mercure, VII, 174. — *Simon*. Phénomènes acoustiques relatifs à l'arc, VII, 366. — *Majorana*. Reproduction du diamant, VII, 476. — *Jervis-Smith*. Mesure de la torsion d'un arbre tournant ou d'un ressort spiral, VII, 380.

Météorologie et Physique du globe.

Van Ryckevorsel. Température de l'Europe, VII, 618 ; Irrégularités dans la série annuelle des phénomènes météorologiques et magnétiques, VIII, 297. — *West*. Oscillation de la pression et de la température de l'atmosphère, VII, 791. — *Brillouin*. Vents et nuages, VII, 742. — *Forel*. Seiches des lacs et ouragans, VII, 730. — *Chrée*. Dénudations et dépôts, VIII, 505. — *Stoney. Id.*, VIII, 508. — *Kelvin*. Age de la terre, VIII, 297. — *Wood*. Mirages et tourbillons artificiels, VIII, 696. — *Cailletet, Muntz*. Air recueilli à grandes hauteurs, VII, 724. — *Cailletet*. Hauteurs atteintes par les aérostats et vérification du baromètre, VII, 733. — *Violle*. Actinométrie et ballons, VII, 733. — *Vallot*. Actinisme, altitude et chaleur, VII, 732. — *Rizzo*. Actinométrie sur les Alpes, VII, 743. — *Crova*. Enregistrement de l'intensité calorifique de la radiation solaire, VII, 738. — *Pettinelli*. Echanges de chaleur entre la terre et l'espace, VIII, 488. — *Chauveau*. Electricité atmosphérique, VIII, 599. — *Wilson*. Formation des nuages et électrisation de substances dissoutes, VII, 618. — *Wesendonck*. Action des gaz des flammes sur les décharges lumineuses, VII, 678. — *Bornstein*. Observations électriques en ballon, VII, 182.— *Pellat*. Electrisation par évaporation, VIII, 253. — *Matthews*. Intensité horizontale moyenne, VII, 443. — *Moureaux*. Eléments magnétiques, VII, 720 ; VIII, 671. — *Meyer*. Mesure de l'inclinaison et de l'intensité horizontale, VII, 493. — *Heydweiller*. Variomètre d'intensité du magnétisme, VII, 493. — *Schuster*. Aimantation solaire et magnétisme terrestre, VIII, 184. — *Mathias*. Cartes magnétiques, VII, 455. — *Putnam*. Observations magnétiques, VII, 662. — *Negreanu*. Champ magnétique à Bucarest, VII, 425. — *Eschenhagen*. Magnétisme à Postdam, VIII, 647. — *Folgheraiter*. Inclinaison magnétique dans l'antiquité, VIII, 660. — *Barker* (*R.*). Courants telluriques de l'Atlantique, VIII, 486. — Pour l'intensité de la pesanteur, voir Pesanteur.

Physique céleste. — *N. Lockyer*, *Schuster*, *Mc Clean*. Chimie des étoiles ; spectres, VII, 622. — *Lockyer*. Raies rehaussées, VIII, 61. — *Belopolsky*. Spectre de β de la Lyre, etc., VII, 531. — *Myers. Id.*, VII, 531. — *Huggins*. Spectres des étoiles principales d'Orion ; Composantes colorées d'étoiles doubles, VII, 735. — *Scheiner*. Spectre de l'hydrogène dans les nébuleuses, VII, 533. — *Johnstone Stoney*. Atmosphères des planètes et des satellites, VII, 528.

Histoire de la Physique.

Notice bibliographique.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

DÉCEMBRE 1899.

TABLE DES MATIÈRES.

DÉCEMBRE 1899.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.